



DISSERTAÇÃO DE MESTRADO

**Sobre o efeito das nanopartículas em isótopos
radioativos por decaimento beta**

Marlom de Oliveira Ramalho

Brasília, Agosto de 2019

UNIVERSIDADE DE BRASÍLIA

INSTITUTO DE FÍSICA

UNIVERSIDADE DE BRASÍLIA
Instituto de Física

DISSERTAÇÃO DE MESTRADO

**Sobre o efeito das nanopartículas em isótopos
radioativos por decaimento beta**

Marlom de Oliveira Ramalho

*Dissertação de Mestrado submetida ao Instituto de Física
como requisito parcial para obtenção
do grau de Mestre em Física Teórica*

Banca Examinadora:

Prof. Viktor Dodonov, PhD, IF/UnB
Orientador

Prof. Oyanarte Portilho, Dr, IF/UnB
Examinador Interno

Prof. Elton Luiz Dantas, Dr, IG/UnB
Examinador Externo

Prof. Antonio Carlos Pedroza, PhD, IF/UnB
Examinador Suplente

FICHA CATALOGRÁFICA

RAMALHO, MARLOM DE OLIVEIRA

Sobre o efeito das nanopartículas em isótopos radioativos por decaimento beta ,Distrito Federal, 2019. xvi, 65 p., 210 x 297 mm (IF/UnB, Mestre, Física, 2019).

Dissertação de Mestrado - Universidade de Brasília, Instituto de Física.

- | | |
|--|--------------------------------|
| 1. Alteração na radioatividade | 2. Física Nuclear |
| 3. Efeitos de lasers na presença de nanopartículas | 4. Radiação Beta (β^-) |
| I. IF/UnB | II. Título (série) |

REFERÊNCIA BIBLIOGRÁFICA

RAMALHO, M. O. (2019). *Sobre o efeito das nanopartículas em isótopos radioativos por decaimento beta*. Dissertação de Mestrado, Instituto de Física, Universidade de Brasília, Brasília, DF, 65 p.

CESSÃO DE DIREITOS

AUTOR: Marlom de Oliveira Ramalho

TÍTULO: Sobre o efeito das nanopartículas em isótopos radioativos por decaimento beta.

GRAU: Mestre em Física Teórica ANO: 2019

É concedida à Universidade de Brasília permissão para reproduzir cópias desta dissertação de mestrado e para emprestar tais cópias somente para propósitos acadêmicos e científicos. Os autores reservam outros direitos de publicação e nenhuma parte desta dissertação de mestrado pode ser reproduzida sem autorização por escrito dos autores.

Marlom de Oliveira Ramalho

Instituto de Física - IF

Universidade de Brasília (UnB)

Campus Darcy Ribeiro

CEP 70919-970 - Brasília - DF - Brasil

RESUMO

Isótopos que decaem por radiação beta têm suas atividades alteradas na presença de nanopartículas com pulsos de laser de frequências específicas, o que causa tal efeito é estudado. Apresentamos referências de experimentos que demonstram várias maneiras de alterar as taxas de decaimento radioativo. Modelos construídos para os fenômenos estudados sugerem a abertura de um novo canal de decaimento, ou a preferência por um canal específico existente, durante pulsos de laser com nanopartículas criadas pela ablação a laser.

ABSTRACT

Isotopes that decay by beta radiation have their activities altered in the presence of nanoparticles with laser pulses of specific frequencies, what causes such an effect is studied. We present references from experiments that demonstrate various ways to change radioactive decay rates. Models built for the studied phenomena suggest either the opening of a new decay channel, or the preference for a specific existing channel, during laser pulses with nanoparticles created by laser ablation.

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	1
2	EXPERIMENTOS	5
2.1	TIPO 1: IONIZAÇÃO DOS NUCLÍDEOS	5
2.2	TIPO 2: ELETRO-EXPLOSÃO	6
2.3	TIPO 3: NANOPARTÍCULAS METÁLICAS	7
2.4	O QUE HÁ EM COMUM	12
3	TEORIA DE FERMI	14
3.1	DESENVOLVIMENTO	15
3.2	COEFICIENTE DE DECAIMENTO BETA	18
3.3	ONDE POSSIVELMENTE HAVERÁ A EXPLICAÇÃO NA TEORIA	20
4	MODELOS PARA OS EXPERIMENTOS DE DECAIMENTO β COM NANOPARTÍCULAS	21
4.1	MODELO DE PULSO ÚNICO	22
4.1.1	SOBRE AS PROPORÇÕES DE CADA CANAL DE TRANSIÇÃO	25
4.1.2	CÁLCULO DA MEIA-VIDA DO MATERIAL SOB EFEITOS DO LASER	27
4.1.3	APLICANDO O MODELO NOS EXPERIMENTOS	28
4.1.4	APRIMORANDO O MODELO: VOLUME IRRADIADO	33
4.1.5	LIGAÇÃO DA CONSTANTE Δ COM A TEORIA	36
4.1.6	CONCLUSÕES, VANTAGENS E DESVANTAGENS DO MODELO	40
4.2	MODELO DE MÚLTIPLOS PULSOS	40
4.2.1	APRIMORANDO O MODELO: VOLUME IRRADIADO	42
4.2.2	CONCLUSÕES, VANTAGENS E DESVANTAGENS DO MODELO	43
4.3	MODELO DE PULSO ÚNICO DEPENDENTE DO TEMPO	43
4.3.1	CONCLUSÕES, VANTAGENS E DESVANTAGENS DO MODELO	47
4.4	MODELO DE TRANSIÇÃO DIRETA	48
4.4.1	CONCLUSÕES, VANTAGENS E DESVANTAGENS DO MODELO	50
4.5	MODELO LAMBDA REDUZIDO	51
4.5.1	CONCLUSÕES, VANTAGENS E DESVANTAGENS DO MODELO	55
4.6	LENR: UMA POSSÍVEL EXPLICAÇÃO	55
4.6.1	CONCLUSÕES, VANTAGENS E DESVANTAGENS DO MODELO	57
5	CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS DE PESQUISA	59
6	RECONHECIMENTOS	62

LISTA DE FIGURAS

2.1	Montagem genérica dos experimentos de nanopartículas com lasers. ¹	7
2.2	Efeito das nanopartículas (Au) na atividade na faixa 661 keV, proveniente do ^{137}Cs . Note que durante o tempo ocorrido não deveria haver mudanças apreciáveis, considerando a meia vida do elemento. ¹	8
2.3	Efeito das nanopartículas (Au) e as atividades relativas dos isótopos ^{137}Cs e ^{134}Cs respectivamente, ambos na mesma solução. É possível notar que o efeito da mesma frequência de laser, com o mesmo material de nanopartícula, afetam as atividades de formas similares, mas não iguais. ¹	9
2.4	Efeitos das nanopartículas (Au) no ^{137}Cs após múltiplos pulsos em períodos diferentes. ^{134}Cs medido simultaneamente na linha de 795 keV, em uma solução separada, sem as nanopartículas, e sem receber os pulsos de laser, atestando em favor do medidor, mostrando não ser uma falha do equipamento. É possível ver que alterações na atividade são menores a cada sucessivo pulso. ¹	10
2.5	Efeito das nanopartículas (NdFeB) na atividade na faixa 92 keV, proveniente do ^{234}Th . Os círculos vermelhos representam os momentos que os lasers estão ligados. Há sal de urânio (contendo ^{238}U) na amostra, mantendo o nível de atividade constante antes dos lasers. Imagem reproduzida ²	12
2.6	Efeito das nanopartículas (NdFeB) na atividade na faixa 186 keV, proveniente do ^{231}Th . Os círculos vermelhos representam os momentos que os lasers estão ligados. Há sal de urânio (contendo ^{235}U) na amostra, mantendo o nível de atividade constante antes dos lasers. Imagem reproduzida ²	12
4.1	Esquema lógico dos modelos neste capítulo, as cores azuis são os modelos matemáticos, as cores laranjas são os modelos sem completa descrição matemática mas com descrição lógica ou matemática parcial.	21
4.2	Exemplo dos possíveis níveis de um nuclídeo de ^{137}Ba após o decaimento do ^{137}Cs . Retirado da ferramenta da IAEA: Table of Nuclides	26
4.3	Efeito das nanopartículas (Au) e as atividades relativas dos isótopos ^{137}Cs e ^{134}Cs respectivamente, dados experimentais, ambos na mesma solução. Repetição de imagem do segundo capítulo. ¹	28
4.4	Modelo de Pulso único, aplicado com os dados da imagem 4.3 para o ^{137}Cs	29
4.5	Modelo de Pulso único, aplicado com os dados da imagem 4.3 para o ^{134}Cs	29
4.6	Efeito das nanopartículas (Au) na atividade na faixa 661 keV, proveniente do ^{137}Cs . Repetição de imagem do segundo capítulo. ¹	29
4.7	Modelo de Pulso único, aplicado com os dados da imagem 4.6 para o ^{137}Cs	29

4.8	Efeito das nanopartículas (Au) na atividade na faixa 661 keV, proveniente do ^{137}Cs representados pelos quadrados e círculos preenchidos. Os preenchidos de cor cinza representam durante os pulsos de laser e os demais, sem os pulsos. Os círculos vazios são o ^{134}Cs de referência, sem estar no mesmo líquido, apenas para testar o detector. ¹	30
4.9	Modelo de Pulso único, aplicado com os dados da imagem 4.8 para o ^{137}Cs	30
4.10	Efeito das nanopartículas (Au) na atividade na faixa 661 keV, proveniente do ^{137}Cs . Os quadrados cinzas são durante os pulsos de laser, e os círculos são ^{134}Cs de referência, sem estar no mesmo líquido, apenas para testar o detector. ¹ ...	32
4.11	Modelo de Pulso único, aplicado com os dados da imagem 4.10 para o ^{137}Cs . Utilizando das equações de atividade descritas previamente para três pulsos de laser.	32
4.12	Efeito das nanopartículas (NdFeB) na atividade na faixa 661 keV, proveniente do ^{137}Cs . Os círculos vermelhos representam durante os pulsos de laser, é possível ver que o efeito dos lasers reduz de forma acentuada a atividade nesta faixa de radiação γ . ²	33
4.13	Modelo de Pulso único, aplicado com os dados da imagem 4.12 para o ^{137}Cs . Utilizando das equações de atividade descritas previamente para três pulsos de laser.	33
4.14	Montagem genérica dos experimentos de nanopartículas com lasers. Repetição de imagem do segundo capítulo. ¹	33
4.15	Efeito das nanopartículas (Au) na atividade na faixa 661 keV, proveniente do ^{137}Cs . Repetição de imagem do segundo capítulo. ¹	35
4.16	Modelo de Pulso único, considerando o volume irradiado, aplicado com os dados da imagem 4.15 para o ^{137}Cs , com $A_L = 0.5625$	35
4.17	Canais de decaimento β^- do ^{137}Cs com suas respectivas probabilidades. ¹	39
4.18	Nanopartículas de ouro formando coloides, geradas no líquido pelos pulsos de laser na presença sal de ^{137}Cs . Microscopia eletrônica de transmissão. ²	44
4.19	Efeito das nanopartículas (Au) na atividade na faixa 661 keV, proveniente do ^{137}Cs . Repetição de imagem do segundo capítulo. ¹	46
4.20	Aplicação do modelo de pulso único dependente do tempo, sem nanopartículas iniciais, para a figura 4.19, no canal 661 keV.	46
4.21	Canal de transição que chamamos de C_1 do radioisótopo ^{137}Cs destacado em azul. ^{137}Cs se transmuta em ^{137}Ba excitado no estado de energia 661,659 keV, posteriormente emitindo esta energia em radiação γ . ¹	47
4.22	Canal de transição que chamamos de C_2 do radioisótopo ^{137}Cs destacado em azul. ^{137}Cs se transmuta em ^{137}Ba excitado no estado de energia 283,50 keV, posteriormente emitindo esta energia em radiação γ . ¹	48

4.23	Canal de transição que chamamos de C_3 do radioisótopo ^{137}Cs destacado em azul. Sua ocorrência não há emissão γ , pois o ^{137}Cs se transmuta em ^{137}Ba no estado não-excitado. ¹	49
4.24	Efeito das nanopartículas (Au) na atividade na faixa 661 keV, proveniente do ^{137}Cs . Repetição de imagem do segundo capítulo. ¹	49
4.25	Efeito das nanopartículas (Au) na atividade na faixa 661 keV, proveniente do ^{137}Cs . Repetição de imagem do segundo capítulo. ¹	54
4.26	Modelo lambda reduzido, aplicado para a figura 4.25. Os valores de k e k_0 pelas informações que são dadas nos experimentos, são muito arbitrárias, pois não temos como saber qual é a taxa de criação de nanopartículas, nem quantas nanopartículas existiam inicialmente, pela ausência destas informações nos artigos experimentais citados.	54
4.27	Anel de plasma criado pelos pulsos de laser, a flecha mostra o local do anel. O diâmetro do anel era de 8 mm. Imagem republicada. ²	56

1 INTRODUÇÃO

A busca por uma forma de como tratar os lixos radioativos, tanto como acidentes radioativos com maior facilidade e eficiência sempre foi interessante e de grande importância. Uma possível forma de tratar os decaimentos γ , poderia ser por uma intervenção direta dos níveis quânticos dos núcleons, algo semelhante ao que fazemos aos níveis excitados nos sistemas atômicos/moleculares, como ocorre nos lasers. Um trabalho interessante teórico que se aproxima de tal efeito, foi conduzido em [1] onde o autor propõe o uso de lasers para o controle dos estados quânticos dos núcleons. Outro trabalho teórico [2] tenta para alguns nuclídeos específicos, repetir, de forma muito semelhante ao funcionamento dos lasers atingir uma influência nos níveis quânticos dos núcleons. Contudo, embora sejam ideias a princípio, possíveis, não temos como reproduzir, com a tecnologia atual, lasers coerentes com frequência de radiação γ , que tenhamos total controle. Portanto, não temos ainda como aplicar tais trabalhos teóricos para reduzir parte dos problemas relacionados aos lixos radioativos.

Atualmente, criamos estruturas de concreto para que as várias formas de radiação não sejam danosas ao ambiente, assim como foi feito na usina em Chernobil, na Ucrânia. Porém, não é interessante que todo o lixo radioativo se acumule cada vez mais em gigantescos sarcófagos de concreto como algo definitivo, funcionando apenas como uma solução temporária. Logo, seria interessante que tivéssemos alguma forma de acelerar os decaimentos radioativos, e não apenas estocar os materiais radioativos, pois, existem materiais radioativos que têm meias-vidas na escala de tempo da formação do nosso sistema solar, por exemplo, o ^{238}U , com uma meia-vida de $4,47 \cdot 10^9$ anos, enquanto o nosso sistema solar foi formado há cerca de $4,6 \cdot 10^9$ anos. Portanto, como existem inúmeros materiais radioativos com longas meias-vidas, não é uma solução definitiva.

Os lixos radioativos de usinas nucleares, em especial os do tipo 'HLW' (*High level waste* - Resíduo de alto nível) que são gerados após o reprocessamento do combustível nuclear, têm meias-vidas em escalas entre anos e milhões de anos, o que novamente requer algum procedimento mais inteligente de tratamento, e os 'HLW' são majoritariamente materiais com decaimentos radioativos, β^- , e γ , e, como os γ nestes casos, são provenientes dos β^- como efeito em cadeia pelos nuclídeos filhos meta-estáveis, trataremos aqui, profundamente apenas os decaimentos β^- .

Pesquisas experimentais [3, 4, 5] conseguiram mudar a atividade de vários elementos que decaem por β^- , com o auxílio de nanopartículas metálicas e pulsos de laser em específicas frequências ressonantes com o material das nanopartículas. O mesmo método é capaz de alterar as atividades das cadeias provenientes de decaimentos α como é sugerido em [6] por longos períodos, também visto em [7], mostram alterações na atividade de suas cadeias de decaimento. Esperamos que o fenômeno, quando dominado, seja capaz de nos auxiliar nesta direção de um controle maior dos lixos radioativos e também em outros problemas relacionados à radiação. Tal objetivo motivará os modelos a serem apresentados de forma a dar um encaminhamento para uma construção completa de uma teoria que também considere casos especiais como estes.

Embora nos livros-texto não haja nenhum registro de mudanças nas atividades de qualquer tipo, e ainda, pesquisas no passado foram conduzidas [8, 9] sobre a possibilidade de alterar os decaimentos radioativos, os mais antigos modelos teóricos não previam tal efeito, e por muitos anos deram a entender que não seria possível. Entretanto, existem múltiplos experimentos que, na verdade, mostram que os decaimentos não são imutáveis, e que de fato, é de grande importância que não sejam ignorados. Um ótimo exemplo, seria para a cosmocronologia [10], o nuclídeo de ^{187}Re , que decai para ^{187}Os por β^- , quando neutro tem uma meia-vida absurda de aproximadamente 42 bilhões de anos. Porém, quando completamente ionizado, abre-se um novo canal de transição, que são os decaimentos beta ligados (β_b^-), no qual na reação de decaimento, toda a energia é liberada diretamente para o antineutrino, e o elétron fica ligado, preenchendo uma vacância nos níveis atômicos, sem mudar a carga atômica (entretanto, continua mudando a carga do núcleo, virando Ósmio), e o mais incrível, é que apenas por liberar tal canal, a meia-vida é alterada drasticamente para aproximadamente 33 anos, 9 ordens de grandeza menor, efeito este que não pode ser ignorado, em especial para a cosmocronologia.

Efeitos de ionização completa não ocorrem apenas no rênio. O ^{52}Fe tem um canal completamente desligado de transição, quando completamente ionizado, já que uma das formas de sua transição é por captura de elétron, que ocorre geralmente absorvendo elétrons das camadas mais baixas. Ainda, em [11], a pesquisa experimental nos mostra que, elementos normalmente estáveis, como, por exemplo o disprósio (^{163}Dy) quando completamente ionizado, passa a ter meia-vida de aproximadamente 48 dias, deixando evidente que as meias-vidas devem ser tratadas como coisas mutáveis, em certas ocasiões. Efeitos de alteração da atividade não ocorrem apenas para elementos pesados. Bons exemplos podem ser vistos em [12, 13] para o trítio, que é o elemento radioativo mais leve.

Os campos de datação por radioisótopos, em geral, não podem ignorar a possibilidade de uma possível alteração nas taxas de decaimento, pois, até mesmo para a geocronologia, pelas datações de radioisótopos como pelo ^{14}C , ou ainda pela datação de Potássio-Argônio, ou até mesmo a datação de proporção $^{40}\text{Ar}/^{39}\text{Ar}$ e até mesmo as de longas meias-vidas como as datações de Urânio-Chumbo podem ter, mesmo que por curtos períodos suas taxas de decaimento alteradas em toda sua cadeia de decaimento. Então, devemos analisar se em diferentes períodos da Terra, não houveram situações na natureza como erupções solares intensas ou até mesmo grandes erupções vulcânicas que pela teoria atual, não deveria afetar a datação; mas, que para alguns eventos, possam se assemelhar aos casos experimentais como, para a datação de ^{40}K , que tem tanto a possibilidade de decair por β^- , quanto por β^+ e ainda captura de elétrons, efeito este que, como o ^{52}Fe , se totalmente ionizado, pode desligar completamente o canal de transição da captura de elétrons, alterando sua meia-vida drasticamente, e ainda, pelos decaimentos β^- , como os experimentos envolvendo nanopartículas se tratam de intensos campos elétricos nas redondezas dos radionuclídeos, um pulso solar intenso pode influenciar, mesmo que pouco, uma pequena alteração nas meias-vidas. Qualquer possível alteração no decaimento β^- , pode alterar as proporções, comumente encontrados na natureza, que se utilizados para qualquer forma de datação (^{14}C , Argônio-Argônio, as cadeias de urânio e etc), nos resultarão dados incorretos e que hoje, são con-

siderados como corretos. Intrigante, já que são várias categorias de experimentos, demonstrando possíveis alterações.

Uma possível explicação para que tal fenômeno não ter sido descoberto previamente, é que no último século, apesar de que as pesquisas nucleares tivessem prioridade altíssima, e por muito tempo tais efeitos não foram destacados, deu-se a impressão de que, as maiores descobertas viriam da física de mais altas energias, como a física de partículas, então a ciência desenvolveu-se mais na física de partículas com o intuito de entender melhor as 'entranhas' do núcleo, e a física nuclear continuou em suas aplicações de reatores, em objetivos como a otimização dos reatores de fissão nuclear, e o de alcançar a fusão nuclear auto-sustentável, ambos objetivos muitíssimo nobres e de grandes complexidades, ocupando as mentes dos físicos e engenheiros nucleares até então, passando despercebido tal pequeno efeito que citamos, embora importante. Além disto, infelizmente houve também o investimento bélico que bem conhecemos, que por um grande período tomou os maiores investidores na física nuclear, pelo seu potencial no âmbito político estratégico.

Os produtos de um controle maior nas radiações, são inúmeros, podemos primeiramente comentar sobre o tratamento dos lixos nucleares que decaem por β^- , forçando-os a decair mais rapidamente, ou forçando-os a decair lentamente, para que durante o transporte dos materiais radioativos causem menos danos aos seres vivos, como uma medida auxiliar aos escudos de chumbo tradicionais. Outra ideia para a aplicação de tal teoria de grande importância, poderíamos acelerar o decaimento radioativo de locais como na usina destruída de Chernobil, em Pripjat (em especial, no famoso "pé-de-elefante"[14]), ou Fukushima, ou ainda nos locais mais radioativos no mundo como o lago Karachai na Rússia, ou ainda o sítio de Hanford, nos Estados Unidos. Nos últimos dois exemplos, como os elementos radioativos estão com mais fácil acesso, uma máquina utilizando deste conhecimento seria mais facilmente aplicado, contrário ao caso de Chernobil e Fukushima, nos quais o material radioativo já está espalhado tanto no solo, quanto no ar, mas mesmo assim não significa que não haverá como tratá-los. A lista de aplicações não cessa, existem materiais radioativos que são de difícil acesso, e que são usados por múltiplos motivos, e controlando o decaimento radioativo com maior liberdade, poderíamos ter um novo método de criação de tais elementos, além da tradicional forma pela ativação de nêutron, por exemplo; cada isótopo deveria ser reavaliado individualmente sobre a viabilidade desta nova forma de criação destes radioisótopos.

Continuando nas possíveis aplicações, outra, seria no transporte de elementos radioativos que são interessantes na medicina nuclear, onde hoje em dia são utilizados 'geradores' dos isótopos de interesse, perdendo-se grande parte do material em função da radioatividade natural, porque os decaimentos ocorrem independentes da nossa vontade. Embora estas sejam apenas algumas possíveis aplicações, não se limita apenas a estes citados, sendo apenas o tempo e a imaginação humana, os limites aplicáveis a tal teoria.

Com tantas possíveis aplicações, tantos experimentos que mostram que é uma realidade, e não apenas um sonho a se atingir, nós da comunidade científica temos que nos voltar a este ponto da física nuclear, e desenvolvê-la da melhor forma possível, e nós, o faremos começando

por tentar entender como os decaimentos β^- podem ser acelerados, para que, posteriormente sejam estudados os decaimentos α e os γ , nos quais são todos de mesmo grande interesse, para o controle da radioatividade. O nosso desenvolvimento aqui será estritamente sobre a aplicação das nanopartículas metálicas em isótopos radioativos por decaimento β^- , como um começo para nortear a busca por tal teoria final.

2 EXPERIMENTOS

Para que tenhamos um direcionamento, é necessário analisar vários experimentos, de forma a entender o que há em comum entre todos eles, para que possamos descobrir a física por trás do fenômeno, e então saber que direção tomar. Na comunidade acadêmica há casos em que houveram mudanças na atividade que deveria ser detectada, tanto em decaimentos β^- , como α , e destes, podemos agrupar em três tipos, que descreveremos melhor a seguir, sendo o tipo 3, a que daremos maior ênfase, pois, a consideramos promissora.

2.1 TIPO 1: IONIZAÇÃO DOS NUCLÍDEOS

Estes experimentos de ionização consistem em total ou parcial ionização dos isótopos que decaem por β^- , e como resultado, suas atividades foram alteradas de forma drástica. Na situação do ^{187}Re , sua meia vida reduz em bilhões de anos [11, 15] enquanto ionizados. A explicação para tal fenômeno é que o número de estados quânticos livres para o elétron é alterada, já que nesta situação os estados ligados são também, opções para o elétron emitido no decaimento β^- , e a densidade de estados livres aumenta, e, de acordo com a teoria de Fermi para o decaimento beta, um fator determinante é o número de estados livres para a 'constante' de decaimento radioativo beta. Para o isótopo do disprósio, ^{163}Dy , que é completamente estável naturalmente, quando ionizado, abre-se um novo canal de transição (uma nova possibilidade de estado quântico final), que é o da transição de estado ligado, analogamente ao caso do rênio, porém, antes da ionização, não havia estados livres (para formar estados ligados) para o elétron emitido pelo disprósio, portanto, não havia como ele decair. Entretanto, com a abertura dos novos canais ligados, e, com a energia que o disprósio tem para emitir em forma de radiação, é possível esta transição, causando então, a possibilidade de decair, transformando-se em um núcleo instável.

Este efeito de ionização parcial (ou mesmo completamente), nem sempre se abrirá um novo canal de transição; cada isótopo deve ser analisado individualmente, como é feito em detalhe no artigo [10], levando-se em conta a energia livre teria o nuclídeo filho após o decaimento, o estado inicial que se encontrava o nuclídeo pai, o grau de proibição, paridade dos estados e a conservação dos spins. Portanto, haverá vários isótopos que não poderão ser ativados desta forma, e outros que poderão. Existe ainda o caso em que há um bloqueio de um dos canais de transição, como para o ^{52}Fe , que decai normalmente por captura de elétron ou por emissão β^+ e com sua meia-vida natural de aproximadamente de 8,3 horas. Entretanto, quando totalmente ionizado, não há de onde capturar elétron, e a sua transição fica dependente por completo de emissão β^+ , aumentando assim sua meia-vida em cerca de 50%. Portanto, conseguimos ver que existe uma possibilidade de ambos acelerar ou retardar um isótopo, através de manipulações iônicas, ambos de grande importância em aplicações no dia-a-dia.

2.2 TIPO 2: ELETRO-EXPLOSÃO

Já um experimento pouco conhecido pela comunidade, é o efeito das eletro-explosões, em radioisótopos. Os experimentos, consistem de uma solução contendo material radioativo, e também de uma finíssima folha de algum material condutor, na qual passará uma corrente elétrica altíssima por uma duração muito pequena, que explode a folha do condutor em pequenas partículas no líquido. A corrente é geralmente proveniente de uma descarga de um capacitor muito forte [16]. Os efeitos das pequenas partículas no líquido com o campo elétrico criado pela descarga do capacitor, e a altíssima pressão que surge na explosão alteram os decaimentos radioativos dos isótopos trabalhados (nos experimentos citados, eram sais de urânio). Os efeitos são diferentes para cada isótopo, como esperado; cada decaimento e suas probabilidades são alteradas de formas dependentes de cada isótopo, por exemplo, para o ^{238}U há um incremento de até 30% na quantidade de ^{234}Th que atesta em favor de um aceleração do decaimento α , causando no final uma grande diferença nas equações seculares de decaimento radioativo do material. Os autores ainda fazem menções de que isto seria uma boa forma de se obter ^{235}U em maior concentração do que é encontrado na natureza isto é, em relação à distribuição isotópica normalmente encontrada na terra, tornando este método uma das possíveis formas de enriquecimento de urânio, que os autores deram o nome de "Enriquecimento efetivo" de urânio.

Os autores do texto atribuem o efeito como uma perturbação do sistema, alterando o efeito de tunelamento que fazem os decaimentos α normalmente. Eles também detectam que o efeito pode alterar decaimento β^- do ^{234}Th que vêm posterior aos decaimentos α ($^{238}\text{U} \rightarrow ^{234}\text{Th}$), como de costume nas cadeias de decaimento do urânio. O interessante é que num outro artigo posterior [17] os procedimentos foram repetidos, com uma informação importante adicional, o equilíbrio secular é re-atingido após muito tempo sem a eletro-explosão, mostrando assim que o efeito é temporário e que é proveniente especificamente da eletro-explosão.

Para nós, o efeito de alterar os decaimentos β^- é o que interessa no momento, já que nosso trabalho é apenas sobre tal, embora no futuro seja interessante que desenvolvamos uma 'grande teoria' para todas as categorias de decaimentos.

2.3 TIPO 3: NANOPARTÍCULAS METÁLICAS

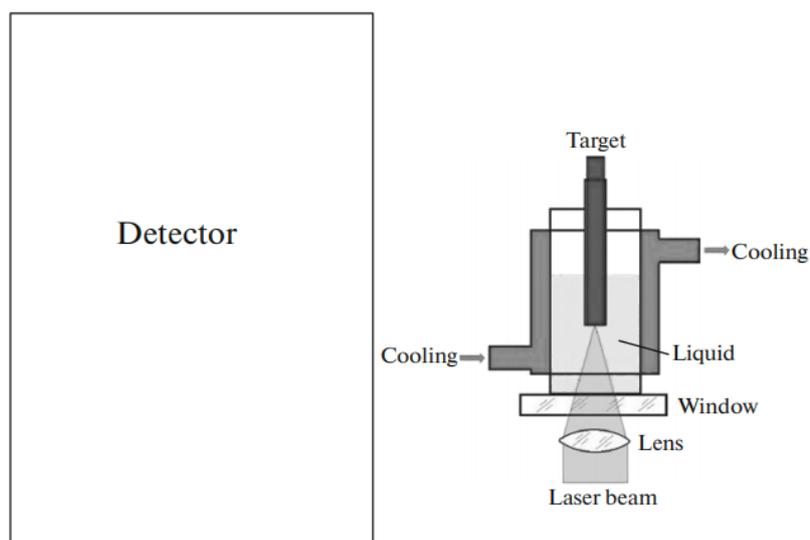


Figura 2.1: Montagem genérica dos experimentos de nanopartículas com lasers.¹

Os experimentos com nanopartículas são montados como na figura 2.1, o líquido contém o radioisótopo estudado submerso em água comum ou pesada (D_2O) e, na maioria dos experimentos, inicialmente não há nenhuma nanopartícula. As nanopartículas são criadas através dos vários pulsos de laser que passam através da lente e convergem no alvo sólido que é constituído do material no qual as nanopartículas serão originadas, e o laser é capacitado a criar as nanopartículas no líquido; além disto, quando o material é metálico, há um efeito no qual as nanopartículas já criadas se atraem pelo campo elétrico gerado pelos lasers, formando assim coloides, e desta forma as nanopartículas tem a maior amplificação do campo elétrico nas redondezas. Em alguns experimentos, dependendo do material da nanopartícula, há também, uma sedimentação das nanopartículas no fundo da solução, por formados grandes cadeias de nanopartículas (coloides), e isto compete com a ampliação dos campos eletromagnéticos, pois eles absorvem parte da intensidade do laser, reduzindo assim, a taxa de criação de nanopartículas.

Uma simulação para nanopartículas de prata (Ag) conduzida em [18] mostra que os coloides são capazes de amplificar $|\mathbf{E}|^2$ em até 10^5 vezes nas suas redondezas (cerca de 10 nm), embora seja uma distância bem curta, as escalas nucleares são ainda menores estando nas faixas de fm. A ampliação dos campos elétricos, o tamanho máximo dos coloides, as frequências de ressonância onde há o máximo da ampliação dos campos, estes valores são diferentes dependendo de cada material das nanopartículas.

1

¹Figuras reproduzidas do artigo [3], com permissão do autor, S. N. Andreev.

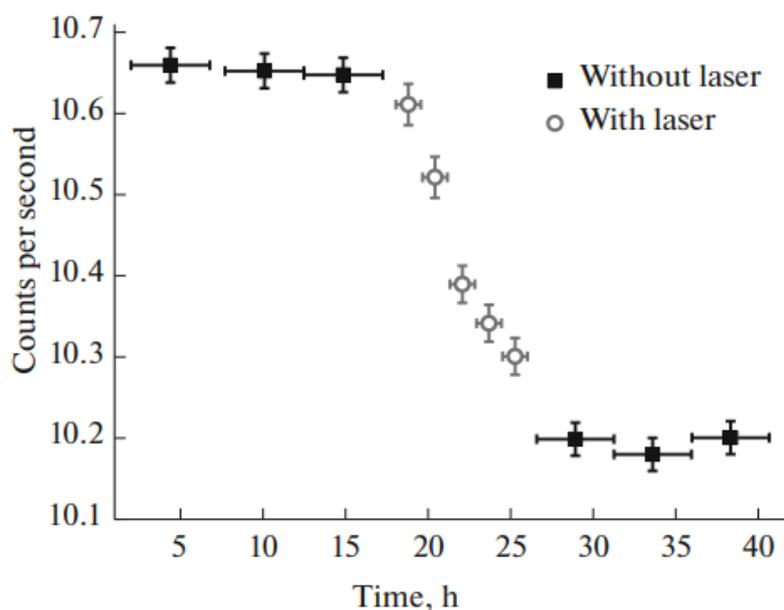


Figura 2.2: Efeito das nanopartículas (Au) na atividade na faixa 661 keV, proveniente do ^{137}Cs . Note que durante o tempo ocorrido não deveria haver mudanças apreciáveis, considerando a meia vida do elemento.¹

Além disto, por curtos períodos próximos às durações dos pulsos de laser ($10 \sim 20 \text{ ns}$), plasmas são formados pelos pulsos de laser. A 'anomalia' é que o experimento tem uma detecção da atividade inesperada, pois, durante os pulsos de laser que criam as nanopartículas, há uma alteração da atividade, e quando os lasers cessam, a atividade não volta aos níveis anteriores, indicando que os lasers alteraram alguma coisa no sistema, seja os lasers criando as nanopartículas, seja as nanopartículas já existentes ampliando o campo elétrico dos lasers.

A figura 2.2 nos mostra com mais detalhe como ocorreu no experimento [3] com o ^{137}Cs ; neste caso continha ouro coloidal (nanopartículas de ouro em forma coloidal), água, e sal de césio (CsCl), o alvo era feito de ouro, o que permitia a criação de mais nanopartículas de ouro. Ocorreu uma redução drástica da atividade durante o período no qual os pulsos de laser eram emitidos, em frequências de ressonância com a nanopartícula de ouro (1064 nm) com durações de até 10 ns, com uma taxa de repetição de 10 kHz. A mudança na atividade não pode ser explicada atualmente utilizando apenas as simples equações de decaimento radioativo, pois, neste período de aproximadamente 10 horas, não seria possível reduzir a atividade nesta quantidade. De fato, para reduzir a atividade naturalmente nesta quantia da figura, seriam necessários aproximadamente $1,65 \cdot 10^5$ horas.

Isto nos indica que é necessário considerar mais efeitos, no experimento atual. O autor atribui os efeitos causados pela amplificação do campo elétrico e também por uma possível ionização do Césio, causando uma situação bem semelhante aos casos de ionização citados previamente ou ainda por uma nova preferência do sistema por uma transição direta, ou de estado-ligado onde haveria uma redução na emissão γ . Posteriormente colocaremos nossas hipóteses em formas de modelos, com suas vantagens e desvantagens, com algumas suposições semelhantes e outras não.

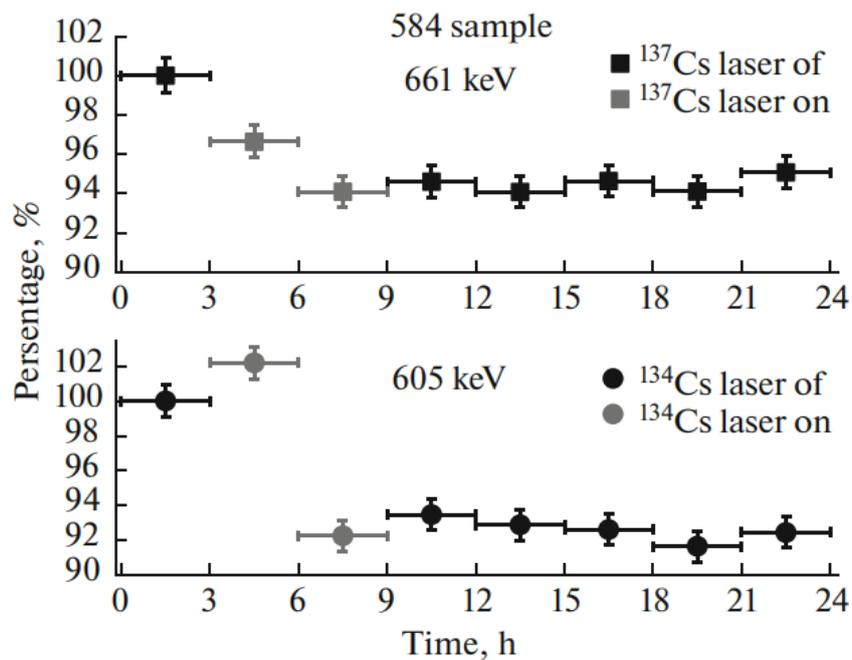


Figura 2.3: Efeito das nanopartículas (Au) e as atividades relativas dos isótopos ^{137}Cs e ^{134}Cs respectivamente, ambos na mesma solução. É possível notar que o efeito da mesma frequência de laser, com o mesmo material de nanopartícula, afetam as atividades de formas similares, mas não iguais.¹

A figura 2.3 nos mostra o efeito dos lasers causados ao mesmo tempo, em dois diferentes radioisótopos, ambos estando no mesmo líquido, sendo medidos proporcionalmente à atividade na qual a teoria preveria, ignorando todos os efeitos adicionais encontrados nesta situação, isto é, apenas pelo decaimento exponencial tradicional. Tal situação nos mostra que o efeito não é exclusivo do ^{137}Cs , mas que o resultado é diferenciado dependendo do isótopo, o que era de se esperar, já que cada transição tem sua energia e seus diferentes estados quânticos iniciais e finais.

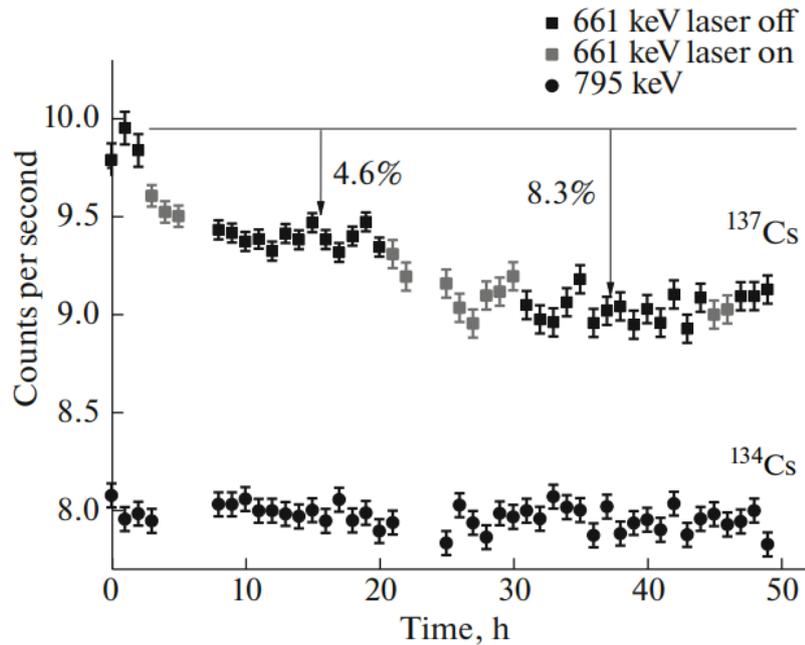


Figura 2.4: Efeitos das nanopartículas (Au) no ^{137}Cs após múltiplos pulsos em períodos diferentes. ^{134}Cs medido simultaneamente na linha de 795 keV, em uma solução separada, sem as nanopartículas, e sem receber os pulsos de laser, atestando em favor do medidor, mostrando não ser uma falha do equipamento. É possível ver que alterações na atividade são menores a cada sucessivo pulso.¹

Ainda neste experimento, a figura 2.4 mostra para nós, como ocorre se repetirmos o experimento, múltiplas vezes na mesma solução e com isto é possível notar algo intrigante, há uma redução do efeito a cada grupo de pulsos de laser, como se o rendimento fosse menor a subsequente repetição. O motivo para tal efeito permanece pouco entendido, dependendo de como realmente ocorre o fenômeno da mudança na atividade, que posteriormente tentaremos encontrar através de modelos construídos, comparando com a teoria de Fermi. Entretanto, isto sugere que ocorra pela competição entre a sedimentação das nanopartículas (absorção da intensidade do laser) e a geração de mais nanopartículas (efeito fundamental do experimento).

Nesta figura também foi medida a atividade do ^{134}Cs , colocado separado da solução com as nanopartículas, de forma a atestar sobre a detecção do equipamento. Se um erro estivesse ocorrendo, ambos variariam, mesmo sem ter nanopartículas ou os pulsos de laser na solução do ^{134}Cs . Ambos os isótopos decaem por β^- , e além destes dois, outro experimento, do mesmo formato [5], confirma as quedas na atividade de forma semelhante, não só no ^{137}Cs , como também em elementos com curtas meias-vidas como ^{234}Th e o ^{231}Th . E ainda, neste artigo as nanopartículas são feitas de uma liga de NdFeB, mostrando que as nanopartículas de ouro não são obrigatórias; estes isótopos também decaem por β^- , mostrando ser algo muito além de uma peculiaridade do Césio com ouro, mas uma coisa que permeia todos os decaimentos β^- na presença de nanopartículas, em especial nos experimentos com nanopartículas metálicas. Entretanto, nos experimentos com tório, existe a geração deles, pelos decaimentos dos sais de urânio, concorrentemente com os decaimentos alterados de nosso interesse.

Um fato de grande importância que ocorre nesses dois artigos (no segundo artigo, apenas a

parte do céscio), e nos demais que ocorrem apenas decaimentos β^- , não sendo um nuclídeo filho de um decaimento α precedente, é que a atividade sempre cai nas situações descritas, e que **não há um pico de atividade durante os pulsos de laser**, o que poderia ser de esperar caso estivesse havendo **apenas** um aceleração da taxa de decaimento radioativo β .

Outro experimento interessante [13] de forma também semelhante, utilizou o trítio (3H) como radioisótopo, e variou uma multiplicidade de parâmetros como as frequências dos lasers, utilizou-se de diferentes sólidos alvos para criação das nanopartículas (Ti, Pd e Au), e também houveram situações de eletrólise, para ver como afetava as atividades, e além disto tudo, ainda foi utilizada água pesada (D_2O); tal experimento é de grande interesse para compreendermos o papel de cada pedaço deste sistema, entretanto, para encontrar a realidade que ocorre por trás de tudo isto, é um pouco mais complicado, pois há de acordo com os autores uma grande competição de efeitos, como formação de trítio, redução da atividade, e ainda as reações subseqüentes citadas no artigo, portanto, é uma competição de efeitos concorrentes, que devem ser considerados com calma apenas após entendermos melhor a parte da redução da atividade citada nos artigos anteriores.

Todos os casos citados acima decaem somente por β^- , entretanto, há também casos mistos que vamos apenas brevemente citá-los aqui, que envolvem α gerando um nuclídeo filho que decai por β^- . Nas pesquisas conduzidas, majoritariamente em sais de urânio [19, 20, 21, 22], a maioria dos esquemas das construções experimentais é o mesmo citado na primeira imagem deste capítulo, mudando apenas o material do alvo, e os radioisótopos estudados. Estes experimentos são interessantes para ver que realmente os coeficientes de decaimento radioativo não podem ser constantes, já que para α e β^- , existem mudanças nas atividades durante os pulsos de laser.

Em alguns desses experimentos há um incremento da atividade no β^- , isto pode significar que há um aceleração dos decaimentos α nos nuclídeos pais, nas situações citadas acima ^{238}U e ^{235}U , e também nos subseqüentes, ^{234}Th e ^{231}Th , e se há uma aceleração nesta cadeia, a quantidade de elementos que decaem por β^- no sistema é aumentada, portanto, a atividade tem que aumentar, às vezes até 'suprimindo' a primeira vista, o efeito de redução da atividade no β^- .

Esses artigos mistos (contendo tanto α quanto β^-) têm de ser estudados posteriormente, quando entendermos o mecanismo real por trás das reduções de atividade β^- , de forma a não serem dois efeitos diferentes concorrentes, mas apenas entendendo um, mais facilmente entenderíamos como o outro estaria ocorrendo, de modo a no futuro, compreendermos todas as categorias de decaimento existentes.

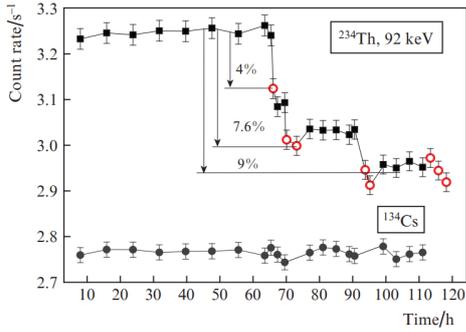


Figura 2.5: Efeito das nanopartículas (NdFeB) na atividade na faixa 92 keV, proveniente do ^{234}Th . Os círculos vermelhos representam os momentos que os lasers estão ligados. Há sal de urânio (contendo ^{238}U) na amostra, mantendo o nível de atividade constante antes dos lasers. Imagem reproduzida².

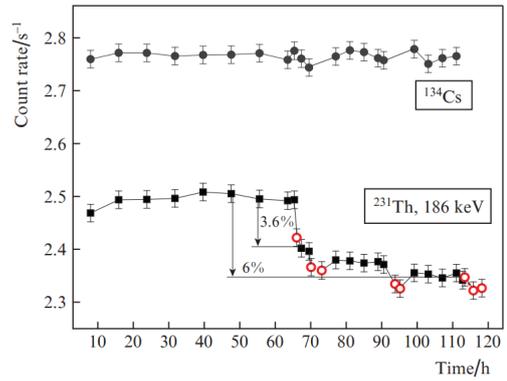


Figura 2.6: Efeito das nanopartículas (NdFeB) na atividade na faixa 186 keV, proveniente do ^{231}Th . Os círculos vermelhos representam os momentos que os lasers estão ligados. Há sal de urânio (contendo ^{235}U) na amostra, mantendo o nível de atividade constante antes dos lasers. Imagem reproduzida².

2

As imagens 2.5 e 2.6 mostram o efeito concorrente dos lasers no decaimento beta, com o efeito dos decaimentos α criando mais núclídeos para decair por β . O ^{134}Cs aparece como referência para atestar o funcionamento do detector.

2.4 O QUE HÁ EM COMUM

Embora estes experimentos sejam efetivamente diferentes, eles podem ter a mesma física por trás, que é responsável pela mudança na atividade dos decaimentos, e em especial nos β^- . Portanto, é necessário encontrar o que há em comum, para que possamos saber o que é responsável por tais mudanças na atividade, na teoria de Fermi. Na situação da ionização, a ausência dos campos elétricos dos elétrons na eletrosfera, além de liberar novos canais ligados, podem alterar a densidade de estados contínuos para o elétron emitido, como é previsto na interação de Coulomb, pela teoria de Fermi.

Para o caso das eletro-explosões, há a existência de partículas pequenas que podem agir exatamente análogas às nanopartículas já que são materiais condutores, ampliando o efeito dos campos elétricos nas redondezas e servindo como algo semelhante aos conhecidos efeitos de blindagem, sendo para o núcleo algo semelhante (exceto no aumento de estados ligados para o elétron) ao caso da ionização, já que o núcleo sentirá o campo elétrico externo (a soma da eletrosfera com as partículas) menor do que em situações normais, podendo mudar drasticamente o número de estados livres contínuos, alterando assim a 'constante' de decaimento beta. Já para o caso das nanopartículas é sabido que há a ampliação dos campos elétricos [18] próximos às nanopartículas, e com o auxílio dos efeitos dos campos dos lasers ampliados pelas nanopartículas este efeito conse-

²Imagens republicadas do artigo [5], com permissão da autora E. V. Barmina.

que ser mais impactante que o simples caso da eletro-explosão, pela possibilidade de a frequência do laser ser a de ressonância do material, onde há a maior ampliação possível.

Portanto, podemos encontrar em comum **os intensos campos elétricos nas proximidades dos núcleos que decaem por β^-** , que parecem alterar a 'constante' de decaimento beta e algumas vezes alterando a quantidade de estados livres para o elétron. Portanto, uma boa conduta seria analisar como isto afetaria na teoria de Fermi, e se isto seria capaz de explicar sem grandes alterações na teoria, os efeitos que acontecem nos experimentos, já que a teoria de Fermi resistiu por tantos anos sem mudanças e por ter sido desenvolvido de forma teórica com uma base bem sólida, portanto, o nosso procedimento será procurar o que estamos ignorando na teoria que possa explicar em especial o efeito das nanopartículas com os pulsos de laser nos radioisótopos.

3 TEORIA DE FERMI

O fenômeno do decaimento β , é atualmente explicada pela teoria de Fermi, criada por Fermi e posteriormente aprimorada por Gamow e Teller. Os decaimentos β são efeitos das interações de força fraca. Os decaimentos ocorrem em núcleos instáveis e também em algumas outras situações como para um próton ligado, equações representáveis por:

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e \quad (3.1)$$

$$p_{\text{ligado}} \rightarrow n + e^+ + \nu_e \quad (3.2)$$

onde n é o nêutron, p o próton, e^- o elétron, e^+ , o pósitron, ν_e neutrino e por último, $\bar{\nu}_e$ antineutrino do elétron. É importante que seja próton ligado, pois um próton livre não decai, já o nêutron livre decai como citado acima. Tais reações ocorrem em núcleos instáveis como conhecemos. Como as interações de força fraca são mediadas por bósons massivos, diferentes dos fótons no caso da força eletromagnética, as interações são de curto alcance nas faixas de 10^{-3} fm, alcances muito menores que as interações de força forte. Ao nível mais fundamental, os decaimentos β são a mudança das propriedades dos quarks internos dos núcleons, transformando efetivamente o núcleon. Para o nosso objetivo, não é necessário entender os decaimentos beta ao nível de força fraca, portanto, vamos desenvolvê-lo ao nível de maior importância para nós, já que acreditamos que os efeitos encontrados nos experimentos provavelmente não chegam a alterar a interação de força fraca.

Para os núcleos com número de massa A , podemos descrever de forma generalizada os decaimentos β da forma:

$$(\text{Decaimento } \beta^+) : A(Z, N) \rightarrow A(Z + 1, N - 1) + e^+ + \nu_e \quad (3.3)$$

$$(\text{Decaimento } \beta^-) : A(Z, N) \rightarrow A(Z - 1, N + 1) + e^- + \bar{\nu}_e \quad (3.4)$$

ainda, em casos específicos os núcleos podem decair por captura de elétrons, como uma opção ao decaimento β^+ da seguinte forma:

$$e^- + A(Z, N) \rightarrow A(Z - 1, N + 1) + \nu_e. \quad (3.5)$$

Tal efeito geralmente ocorre em competição com β^+ , sendo de maior probabilidade quanto maior o Z , pois, os raios das camadas 'K' são inversamente proporcionais a Z , e a atração nuclear mais forte.

Para nós, estamos interessados em como é desenvolvida a teoria de Fermi sobre a 'constante' de decaimento beta, para procurar onde podemos encontrar o responsável pelas mudanças nas atividades vistas previamente, portanto, desenvolveremos a seguir conforme a teoria de Fermi.

3.1 DESENVOLVIMENTO

Tratando apenas dos decaimentos β^- (β^+) respectivamente, ignorando a captura de elétrons começamos pela regra de ouro de Fermi, podemos escrever a probabilidade de transição por unidade de tempo:

$$W = \frac{2\pi}{\hbar} |\langle \psi_f(r) | H' | \psi_i(r) \rangle|^2 \rho(E_f) \quad (3.6)$$

onde $\psi_i(r)$ é a função de onda que descreve o nuclídeo pai, $\psi_f(r)$ descreve o nuclídeo filho, vezes a função de onda do elétron(pósitron) vezes a função de onda do antineutrino(neutrino). $\rho(E_f)$ expressa a densidade de estados dada a energia liberada no decaimento(E_f), e H' é o operador que transmuta os núcleons e cria as partículas necessárias.

Ignorando os efeitos de interação entre o elétron(pósitron) emitido e o nuclídeo filho, teremos então o elétron(pósitron) e o antineutrino(neutrino) como partículas livres após a transição, portanto, por serem partículas livres podemos escrevê-los como ondas planas, com os fatores de normalização V . Então descreveremos o nosso sistema da seguinte forma:

$$|\psi_i\rangle = |J_i M_i \zeta_i\rangle \quad (3.7)$$

$$|\psi_f\rangle = \frac{1}{\sqrt{V}} e^{ik_e \cdot r} \frac{1}{\sqrt{V}} e^{ik_v \cdot r} |J_f M_f \zeta_f\rangle \quad (3.8)$$

onde os "J" representam os momentos angulares totais dos nuclídeos, os "M" representam a componente Z do momento angular "J", e o "ζ" representa os demais números quânticos do sistema.

Podemos também descrever o produto das ondas planas da forma convencional usando os esféricos harmônicos e as funções de Bessel esféricas da seguinte forma,

$$e^{i \mathbf{k} \cdot \mathbf{r}} = \sum_{n=0}^{\infty} \sqrt{4\pi(2n+1)} i^n j_n(kr) Y_{n0}(\theta, 0) \quad (3.9)$$

com $|k| = |k_e + k_v|$, θ é o angulo entre r e k, e a expansão em série de potências da função de Bessel esférica é aproximada por:

$$j_n(kr) \approx \frac{(kr)^n}{(2n+1)!!} \cdot \left\{ 1 - \frac{(kr)^2}{2(2n+3)} + \dots \right\} \quad (3.10)$$

Aplicando 3.9 em 3.8, aproximando a função de Bessel esférica ($j_n(kr)$) pelo primeiro termo, pois, k é relacionado com as energias de ambos o elétron(pósitron) e o antineutrino(neutrino), e

embora os decaimentos sejam nas faixas de MeV, os raios nucleares são da ordem de grandeza dos femtômetros, então podemos inferir que kr é pequeno, portanto podemos aproximar pelo primeiro termo da série de Bessel esférico e, com isto chegamos em¹:

$$|\psi_f\rangle = \frac{1}{V} [1 + i\sqrt{\frac{4\pi}{3}} Y_{10}(\theta, 0) \cdot kr + O((kr)^2)] |J_f M_f \zeta_f\rangle. \quad (3.11)$$

Agora, nos resta apenas expressar o operador H' , para sermos capazes de expressar a probabilidade de transição de forma mais sucinta. Para tal, devemos lembrar que o procedimento dos decaimentos $\beta^-(\beta^+)$, agem nos núcleons individualmente, um a um, portanto, é necessário existir um somatório em todos os núcleons. O desenvolvimento da teoria nesta parte utiliza da equação relativística de Dirac, envolvendo todo o arcabouço matemático das matrizes α e os quadrivetores relativísticos, e também toda a classificação dos tipos matemáticos que envolvem o operador. Como imaginamos que a parte responsável pelo fenômeno das nanopartículas com laser não envolvem esta base teórica, deixamos apenas um bom livro e o capítulo pertinente [24] com profundidade quase igual ao próprio desenvolvimento histórico de Fermi. Entretanto, para situações não relativísticas, podemos reduzir este problema a apenas dois principais operadores, com suas constantes de acoplamento. Desta forma podemos descrever o operador da seguinte maneira para os decaimentos $\beta^-(\beta^+)$, respectivamente,

$$H' = \sum_{j=1}^A (G_V \tau_{+(-)}(j) + G_A \sigma(j) \tau_{+(-)}(j)) \quad (3.12)$$

onde as constantes de acoplamento são G_V que é a parte do vetor polar da interação fraca, e G_A a parte do vetor axial. O operador $\tau_{+(-)}$ é o responsável pela mudança do isospin do nêutron(próton) em um próton(nêutron), e o operador σ são as matrizes de Dirac para a parte do spin comum.

Portanto, remontando o elemento de matriz do estado inicial, H e o estado final teremos como exemplo para o β^- :

$$\langle \psi_f | H' | \psi_i \rangle =$$

$$\frac{1}{V} \langle J_f M_f \zeta | \left\{ \sum_{j=1}^A G_V \tau_{+}(j) + G_A \sigma(j) \tau_{+}(j) \right\} \left\{ 1 - i\sqrt{\frac{4\pi}{3}} Y_{10}(\theta, 0) kr + O((kr)^2) \right\} | J_i M_i \zeta \rangle. \quad (3.13)$$

Quanto maior a ordem dos termos, menor contribuição final para o elemento de matriz, isto é, os elementos de segunda ordem adiante contribuem muito pouco e podem ser quase desprezados, exceto em situações em que há proibição por momento angular e por regras de seleção nas paridades para os primeiros termos, desta forma eles serão as ordens que importam. Pegando apenas para as transições 'permitidas' isto é, apenas o primeiro termo do segundo conjunto de chaves, equivale a $L = 0$, as partículas ejetadas (elétron(pósitron) e o anti-neutrino(neutrino))

¹Desenvolvimento completo a [23]

não carregam momento angular. Podemos descrever então da seguinte forma, somando em todos os possíveis M_f , para os decaimentos β^\mp :

$$\langle \psi_f | H' | \psi_i \rangle \approx \frac{G_V}{V} \sum_{M_f} \left\{ \langle J_f M_f \zeta | \sum_{j=1}^A \tau_{\pm}(j) | J_i M_i \zeta \rangle + \frac{G_A}{G_V} \langle J_f M_f \zeta | \sum_{j=1}^A \sigma(j) \tau_{\pm}(j) | J_i M_i \zeta \rangle \right\}. \quad (3.14)$$

O primeiro termo acima é o responsável pelas transições nos quais o elétron(pósitron) e o antineutrino(neutrino) estão com seus spins antiparalelos, chamada de transição permitida ($L = 0$) de Fermi ($J = 0$). Já o segundo termo os pares elétron(pósitron) e anti-neutrino(neutrino) têm seus spins paralelos, somando uma variação no momento angular total J de 1, chamado de transição permitida ($L = 0$) de Gamow-Teller ($J = 1$).

Para os demais termos na equação 3.13, $L > 0$, são chamadas 'transições proibidas', embora sejam possíveis de ocorrerem, são de contribuições muitíssimas pequenas, e são realmente importantes apenas quando as anteriores ($L = 0$, por exemplo), tem alguma regra de seleção que torna impossível o primeiro termo, ou caso não fosse possível pela conservação de momento angular do sistema inicial e final. Em especial para o caso em que $L = 1$, a transição é denominada 'Proibida de primeira ordem' e idem para as demais posteriores.

Então conseguimos expressar os elementos de matriz, e os estados iniciais e finais de forma suficientemente satisfatória, agora será necessário descrever o último termo da equação 3.6, que são as densidades de estados finais.

Para a densidade de estados finais temos que ver quantos estados livres existem para o elétron(pósitron) e para o antineutrino(neutrino). Já que os antineutrinos(neutrinos) não interagem com quase nada, podemos mais facilmente encontrar o número de estados livres, feito como de costume na mecânica estatística, para uma partícula livre, de momento p_ν , sem importar a direção, podemos descrevê-lo assim,

$$dn_\nu = \frac{V}{2\pi^2 \hbar^3} p_\nu^2 dp_\nu \quad (3.15)$$

onde V é a mesma constante utilizada inicialmente para normalização dos estados quânticos, e dn_ν é o número de estados livres, quando integrado em todos os possíveis valores de p_ν .

Durante uma emissão $\beta^-(\beta^+)$, a energia cinética é distribuída continuamente entre o elétron(pósitron) e antineutrino(neutrino), quando um é máximo, o outro é o valor mínimo, e podemos descrever em função da energia máxima do sistema, na qual é o máximo encontrado para a partícula carregada. Expressamos assim:

$$E_\nu = E_0 - E_e \quad (3.16)$$

com E_e a energia da partícula carregada, seja o elétron ou o pósitron. Se nós ignorarmos o

recuo dos núcleos quando há o decaimento beta, o problema consegue se simplificar em um de dois corpos, onde podemos colocar tudo em função de apenas um deles, usando das relações de energia conhecidas de Einstein. Portanto podemos descrever o número de estados livres para o neutrino,

$$dn_\nu = \frac{V}{2\pi^2\hbar^3} \frac{(E_0 - E_e)}{c^3} \{(E_0 - E_e)^2 - (m_\nu c^2)^2\}^{1/2} dE_e. \quad (3.17)$$

Para as partículas carregadas, especialmente nas situações que tratamos nos experimentos, não podemos considerá-las como partículas livre, pois há a interação entre o nuclídeo filho e as partículas carregadas. Então é necessário diferenciar o número de estados livres neste caso para as partículas carregadas, e o mesmo é feito introduzindo a função de Fermi $F(Z, E_e)$, como uma pequena mudança do número de estados livres para a partícula livre na mecânica estatística. Partindo disto podemos descrever a situação das partículas carregadas assim:

$$dn_e = \frac{V}{2\pi^2\hbar^3} F(Z, E_e) p_e^2 dp_e. \quad (3.18)$$

A função de Fermi até hoje não tem uma forma analítica, dependendo ainda de dados experimentais para entender os efeitos para cada Z e E_e . Podemos ainda simplificar um pouco mais ignorando o termo que contribui a massa do antineutrino(neutrino) m_ν . Descrito desta forma finalmente podemos juntar tudo o que temos na nossa equação 3.6, e notamos que os termos arbitrários V se cancelam corretamente encontrando então,

$$W(p_e) = \frac{1}{2\pi^3\hbar^7 c^3} \sum_{M_f} |\langle \psi_f(r) | H' | \psi_i(r) \rangle|^2 F(Z, E_e) p_e^2 (E_0 - E_e)^2. \quad (3.19)$$

3.2 COEFICIENTE DE DECAIMENTO BETA

Para encontrarmos o coeficiente de decaimento beta, devemos utilizar da equação 3.19, e para encontrarmos a probabilidade de transição total precisamos integrar por todos os possíveis momentos da partícula carregada, podemos fazê-lo da seguinte maneira:

$$W_{total} = \int W(p_e) dp_e = \frac{m_e^5 c^4}{2\pi^3 \hbar^7} f(Z, E_0) |\langle \psi_f(r) | H' | \psi_i(r) \rangle|^2. \quad (3.20)$$

onde $f(Z, E_0)$ é a integral de Fermi, que é definido como:

$$f(Z, E_0) := \frac{1}{m_e^5 c^7} \int F(Z, E_e) p_e^2 (E_0 - E_e)^2 dp_e \quad (3.21)$$

mas, o coeficiente de decaimento beta λ é equivalente ao W_{total} , portanto o coeficiente de decaimento beta é,

$$\lambda = \frac{m_e^5 c^4}{2\pi^3 \hbar^7} f(Z, E_0) |\langle \psi_f(r) | H' | \psi_i(r) \rangle|^2. \quad (3.22)$$

Uma observação importante, é que na literatura isto é chamado de 'Constante de decaimento', mas como vimos inicialmente em vários experimentos, como as atividades eram alteradas, existe a possibilidade de que haja uma alteração nesta 'constante', portanto, nós o chamamos de coeficiente de decaimento, e não constante de decaimento. Outro possível nome que hoje já é empregado algumas vezes é a 'taxa de decaimento', somente o tempo dirá qual nome representará da melhor forma.

Conhecendo o λ podemos agora desenvolver as relações como número de núclídeos, atividade, meia-vida e outros. A cada vez que há uma detecção de um decaimento, contabilizamos +1 na atividade, e sabemos que o número daquele núclídeo pai reduz em 1, portanto, descrevemos assim²:

$$\frac{dN(t)}{dt} = -\lambda(t)N(t) = -A(t). \quad (3.23)$$

Isolando $N(t)$ no lado esquerdo, e integrando em t , podemos escrever tudo da forma,

$$\ln \left(\frac{N(t)}{N(0)} \right) = - \int_0^t \lambda(t') dt'. \quad (3.24)$$

Aplicando exponencial em ambos os lados e sabendo que $N(0) = N_0$, obtemos,

$$N(t) = N_0 e^{-\int_0^t \lambda(t') dt'}. \quad (3.25)$$

Portanto, se o $\lambda(t) = \lambda_0$ for constante, como nas literaturas atuais, facilmente vemos que:

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda_0 t}. \quad (3.26)$$

Para a atividade, somente é necessário aplicar 3.26 em 3.23 e teremos,

$$A(t) = N_0 \lambda_0 e^{-\lambda_0 t}. \quad (3.27)$$

Portanto, descrevendo o $\lambda(t)$, descrevemos todo o sistema radioativo.

²Outra aproximação para chegar no mesmo resultado pode ser encontrado em [25]

3.3 ONDE POSSIVELMENTE HAVERÁ A EXPLICAÇÃO NA TEORIA

Analisando todo o desenvolvimento da teoria, o local com maior possibilidade de ter a explicação para os fenômenos citados nos experimentos, em especial no caso das nanopartículas metálicas com os lasers, olhando para a equação 3.22, é provavelmente a integral de Fermi, pois, ela surge inicialmente do efeito dos campos elétricos dos núcleos nas partículas carregadas que são ejetadas. Há também a possibilidade de haver uma alteração no termo quadrático (os elementos de matriz), porém, como sabemos, os elementos que compõem o operador H' , são de natureza de alteração de isospin e de spin intrínseco, portanto, pode ser que haja uma alteração ali, porém, para isto seria necessário existirem novos tipos de estados finais que previamente não existiam, pela mudança nos operadores de spin, mas não é totalmente descartado.

Com os experimentos feitos na literatura (a maioria por detector de radiação γ) não é suficiente para descartar por completo alterações nos estados finais, sendo necessário, estudos mais profundos posteriormente neste âmbito, já que ainda seria possível algum valor escalar multiplicativo, e tal efeito não alteraria os estados finais, e poderia sim ser responsável por muito do que encontramos, mas, a primeira vista apostaremos no termo de Fermi. Logo nosso desenvolvimento para explicar o que está ocorrendo deve sempre considerar como isto afetaria o coeficiente de decaimento encontrado na equação 3.22, e este será o nosso procedimento, todos os modelos possíveis analisaremos como seria possível haver tal mudança numérica no λ que explique os efeitos previstos pelos modelos criados.

4 MODELOS PARA OS EXPERIMENTOS DE DECAIMENTO β^- COM NANOPARTÍCULAS

Para tentarmos direcionar a pesquisa teórica a um norte, devemos construir alguns modelos, de modo a reproduzir alguns (a princípio, a maioria) dos efeitos vistos das nanopartículas com os lasers e posteriormente conectemos o modelo com a teoria de Fermi, quando possível. Imaginamos que não seja necessário alterar a teoria de Fermi, por isso nosso foco é tentar explicar com o que temos no momento, os fenômenos que ocorrem nos experimentos de nanopartículas.

Utilizaremos apenas os experimentos de decaimento β^- puros, para entender apenas o mecanismo beta com nanopartículas, sem outras interações. Os experimentos que se encaixam nesta situação são [3, 4, 5], os demais contêm mais efeitos simultâneos, que podem dificultar nossa pesquisa por misturar múltiplos efeitos de uma só vez. Os radioisótopos nestes artigos são, ^{134}Cs , ^{137}Cs , ^{231}Th e ^{234}Th .

Analisando estes artigos, notamos que sempre há a queda da atividade durante o laser, em especial no artigo [3]; submerso no líquido já haviam inicialmente coloides de nanopartícula de ouro, portanto, somente as nanopartículas não são suficientes para causar o efeito. Vemos também que após os pulsos de laser, de forma superficial podemos dizer que ele se assemelha a forma inicial pré-laser, isto pode significar que o efeito no coeficiente de decaimento não continua após os pulsos de laser, ou se continua, é não é detectável nesta faixa de tempo do experimento.

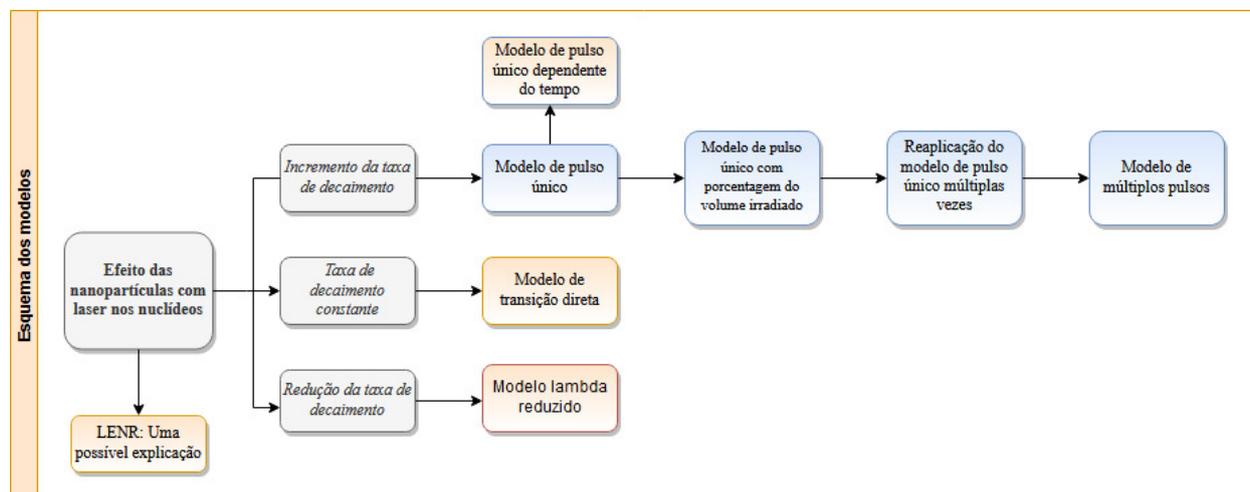


Figura 4.1: Esquema lógico dos modelos neste capítulo, as cores azuis são os modelos matemáticos, as cores laranjas são os modelos sem completa descrição matemática mas com descrição lógica ou matemática parcial.

4.1 MODELO DE PULSO ÚNICO

A princípio podemos imaginar que há uma alteração do λ durante os pulsos de laser, e que esta mudança é cancelada após o fim dos pulsos de laser, e ainda, que este efeito é proveniente da alteração dos campos elétricos nas redondezas das nanopartículas, independente se houver algumas nanopartículas no líquido ou não, as nanopartículas serão criadas através dos pulsos de laser acertando o alvo do material que elas serão criadas. A partir de um certo número de pulsos já haverá uma ampliação nos arredores das nanopartículas do próprio campo do laser, e talvez isto seja a mecânica por trás. Também, devemos considerar, que a forma correta de se tratar deste fenômeno, seria por decaimento dependente $\beta \rightarrow \gamma$, entretanto, como as meias-vidas dos decaimentos γ aqui são muito curtos, grande parte das vezes, nas faixas de minutos, os consideramos instantâneos, portanto, faremos um desenvolvimento considerando apenas o decaimento direto, sem cadeia de nuclídeos (equivalente a aproximar o decaimento γ do nuclídeo filho por 0 segundos de meia-vida).

Considerando isto, propomos o seguinte modelo de λ para se assemelhar ao que acontece nos experimentos,

$$\lambda(t) = \lambda_0 (1 - \Delta [\Theta(t - t_{ON}) - \Theta(t - t_{OFF})]). \quad (4.1)$$

Onde λ_0 é o valor da constante de decaimento beta, Δ é uma constante adimensional, e as funções $\Theta(t - t_{ON})$ e $\Theta(t - t_{OFF})$ são as funções Heaviside (Degrau) nos momentos em que o laser é ligado e desligado, respectivamente. O Δ será o responsável por considerar toda a física por detrás do fenômeno, isto é, o número de nanopartículas no alcance dos núcleos, se a frequência está em ressonância ou não, qual a energia dos fótons emitidos pelo laser, qual o elemento da nanopartícula e por último, a interação de tudo isto com o radioisótopo. É importante notar que fisicamente como as nanopartículas são criadas pelos pulsos, Δ deveria ser algo dependente do tempo, mas como uma primeira aproximação utilizaremos de um valor fixo para tal, para ver até onde chegamos assumindo tais coisas. As funções Heaviside são apenas para simular o ligar e desligar dos lasers. Vale ressaltar que, estamos tratando todos os pulsos que ocorrem no experimento como um longo pulso caracterizado pelo Δ . Para várias repetições como ocorrem em alguns experimentos, no λ deve ser adicionado termos idênticos ao que já fizemos, que veremos de forma melhor no próximo modelo. Podemos agora prosseguir para todo o desenvolvimento como fizemos no capítulo 3, a partir de λ .

Podemos simplificar a relação definindo,

$$\chi(t) = \frac{1}{(1 - \Delta [\Theta(t - t_{ON}) - \Theta(t - t_{OFF})])}, \quad (4.2)$$

portanto o $\lambda(t)$ pode ser descrito como:

$$\lambda(t) = \lambda_0 \chi(t)^{-1}. \quad (4.3)$$

Aplicando a equação 4.1 em 3.23 chegamos em,

$$N(t) = N_0 e^{-\int_0^t \lambda(t') dt'}. \quad (4.4)$$

Que é a solução dependente de $\lambda(t)$ para a equação 3.23.

Quanto a aplicação de $\lambda(t)$ na integral, o faremos agora, primeiramente descrevendo apenas os termos integrais, e posteriormente aplicando-os nas exponenciais.

$$-\int_0^t \lambda(t') dt' = -\int_0^t \lambda_0 (1 - \Delta[\Theta(t' - t_{ON}) - \Theta(t' - t_{OFF})]) dt' \quad (4.5)$$

e como existem termos que são nulos em intervalos específicos, vamos separar as integrais,

$$-\int_0^t \lambda(t') dt' = -\int_0^t \lambda_0 dt' + \int_0^t \lambda_0 \cdot \Delta \cdot \Theta(t' - t_{ON}) dt' - \int_0^t \lambda_0 \cdot \Delta \cdot \Theta(t' - t_{OFF}) dt'. \quad (4.6)$$

Sabemos que quando $t=0$, encontramos o $N(t=0) = N_0$, notamos que a integral vai depender de t' , pois, se t for menor que t_{ON} , o laser não foi ligado, e os termos Heaviside são todos nulos, voltando pra forma padrão de decaimento. Se t for maior que t_{ON} , já haverá um termo além do padrão, e se t for maior que t_{OFF} ,haverão contribuições das duas integrais.

Pegando os termos integrais, e colocando nos exponenciais, chegamos a equação geral para o número de núcleos em função do tempo para o modelo:

$$N(t) = N_0 \cdot e^{-\lambda_0 t} \cdot e^{\int_0^t \lambda_0 \Delta \Theta(t' - t_{ON}) dt'} \cdot e^{-\int_0^t \lambda_0 \Delta \Theta(t' - t_{OFF}) dt'}. \quad (4.7)$$

Que pode ser reduzida em três partes, já que as funções Heaviside, são nulas nos demais domínios, dependendo do t' , podemos separar de tais formas:

Para $t < t_{ON}$ e $t < t_{OFF}$ que significa, antes do laser:

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda_0 t}. \quad (4.8)$$

Para $t > t_{ON}$ e $t < t_{OFF}$ que significa, durante o laser:

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda_0 t} e^{+\lambda_0 \Delta (t - t_{ON})}. \quad (4.9)$$

E, por último, para $t > t_{ON}$ e $t > t_{OFF}$ que é qualquer instante posterior ao laser ser desligado:

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda_0 t} e^{-\lambda_0 \Delta (t_{ON} - t_{OFF})}. \quad (4.10)$$

Portanto, basta encontrar o valor de Δ que descrevemos completamente a função número de núcleos em função do tempo. Usando a equação 3.23 e o $N(t)$, para descobrir a atividade, prosseguimos da seguinte maneira:

$$-\frac{dN(t)}{dt} = A(t) = -N_0 \left[\frac{d(e^{-\int_0^t \lambda(t') dt'})}{dt} \right] \quad (4.11)$$

onde o temos a forma conhecida para a atividade:

$$A(t) = N_0 \lambda(t) \left[e^{-\int_0^t \lambda(t') dt'} \right] = \lambda(t) N(t). \quad (4.12)$$

Podemos reaplicar nos intervalos da integral, assim como fizemos para a função número de núcleos, e então encontramos a atividade:

Para $t < t_{ON}$ e $t < t_{OFF}$:

$$A(t) = N_0 \lambda_0 e^{-\lambda_0 t}, \quad (4.13)$$

para $t > t_{ON}$ e $t < t_{OFF}$:

$$A(t) = N_0 \lambda_0 (1 - \Delta) e^{-\lambda_0 t} e^{+\lambda_0 \Delta (t - t_{ON})}, \quad (4.14)$$

e, para $t > t_{ON}$ e $t > t_{OFF}$:

$$A(t) = N_0 \lambda_0 e^{-\lambda_0 t} e^{-\lambda_0 \Delta (t_{ON} - t_{OFF})}. \quad (4.15)$$

Reconhecemos $N_0 \lambda_0$ como A_0 . Então, usando da equação 4.15, e utilizando os dados experimentais, para qualquer momento posterior ao fim do laser ($A(t')$), e utilizando a atividade inicial (A_0), podemos encontrar facilmente qual deverá ser o Δ que descreve a curva encontrada nos experimentos. Basta utilizar a equação 4.15 e isolar a função para Δ que chegamos a:

$$\Delta = -\frac{\ln \left[\frac{A(t')}{A_0 e^{-\lambda_0 t'}} \right]}{\lambda_0 (t_{ON} - t_{OFF})} \quad (4.16)$$

onde Δ é um parâmetro adimensional, como era de se esperar. Então utilizando todo o arcabouço acima, podemos descrever as funções mais importantes sobre radioatividade neste modelo caracterizado por um individual pulso de laser, de duração longa com Δ constante durante todo o processo. É claro que, com tanta simplicidade do modelo, não deve representar exatamente o que está ocorrendo, mas o objetivo de tal modelo é apenas dar uma direção do que pode estar ocorrendo por trás do fenômeno estudado.

4.1.1 Sobre as proporções de cada canal de transição

Analisando as funções $A(t)$, podemos ver que durante o pulso de laser, algo 'estranho' ocorre, e, como o valor de Δ em todos os experimentos é sempre negativo, notamos que há abrupto aumento na atividade, coisa que não notamos no experimento nos canais convencionais dos isótopos, entretanto devemos lembrar que há uma relação entre a porcentagem de atividade que surge para cada estado final do nuclídeo filho, e podemos descrever da seguinte forma:

Para $t < t_{ON}$ e $t < t_{OFF}$, a atividade medida em um canal específico ' C_n ':

$$A(t) = C_n N_0 \lambda_0 e^{-\lambda_0 t}, \quad (4.17)$$

para $t > t_{ON}$ e $t < t_{OFF}$:

$$A(t) = C'_n N_0 \lambda_0 (1 - \Delta) e^{-\lambda_0 t} e^{+\lambda_0 \Delta (t - t_{ON})}, \quad (4.18)$$

e, para $t > t_{ON}$ e $t > t_{OFF}$:

$$A(t) = C''_n N_0 \lambda_0 e^{-\lambda_0 t} e^{-\lambda_0 \Delta (t_{ON} - t_{OFF})}. \quad (4.19)$$

Onde para cada intervalo, existe um coeficiente para o canal, pois sabemos que os valores de C_n são descritos da seguinte maneira em função de cada λ_i para cada possível estado final do nuclídeo filho:

$$C_n = \frac{\lambda_n}{\sum_{i=1}^m \lambda_i} = \frac{\lambda_n}{\lambda(t)} \quad (4.20)$$

Já que a soma de todos os λ_i é o próprio $\lambda(t)$, podemos supor que haja uma mudança durante os pulsos do laser, pois o próprio λ sofre uma mudança em função de $\chi(t)^{-1}$ (da equação 4.2). Para saber quais valores devem ser atribuídos aos canais, basta descrever as atividades nos limites de cada intervalo, que descobriremos seus valores numéricos.

Então, primeiramente utilizaremos da atividade antes do laser, e da atividade durante o laser, ambos no limite $t = t_{ON}$, teremos então,

$$C_n N_0 \lambda_0 e^{-\lambda_0 t_{ON}} = C'_n N_0 \lambda_0 (1 - \Delta) e^{-\lambda_0 t_{ON}}, \quad (4.21)$$

que implica na relação:

$$C'_n = \frac{C_n}{1 - \Delta}. \quad (4.22)$$

Idem para o limite $t = t_{OFF}$, utilizando da equação durante o laser, e da equação após o laser, e encontramos simplesmente que,

$$C_n'' = C_n. \quad (4.23)$$

E estas relações tem todo sentido, já que o $\lambda(t)$ é alterado apenas durante os pulsos de laser (ampliando em $-\Delta$ vezes.), retornando ao seu valor inicial após os pulsos. E com estes valores, podemos ver que o valor abrupto da atividade acaba se cancelando pela alteração no valor de C_n durante os pulsos de laser, exatamente como ocorre nos experimentos, a ausência de tal aumento abrupto.

Entretanto isto ainda significa que está ocorrendo um acréscimo no $\lambda(t)$, e também um acréscimo verdadeiramente grande na atividade total do sistema (a soma da atividade em todos os canais), e isto implica em uma das seguintes possibilidades, ou os experimentos estão privilegiando algum(alguns) canal outro que os medidos nos experimentos, sendo o mais provável o estado em que não há emissão γ (transição direta), ou, durante os pulsos de laser cria-se um novo canal, tal que é responsável por todo o incremento no λ_0 , e como os demais λ_i continuam com seus mesmos valores, temos um decréscimo nos canais conhecidos.

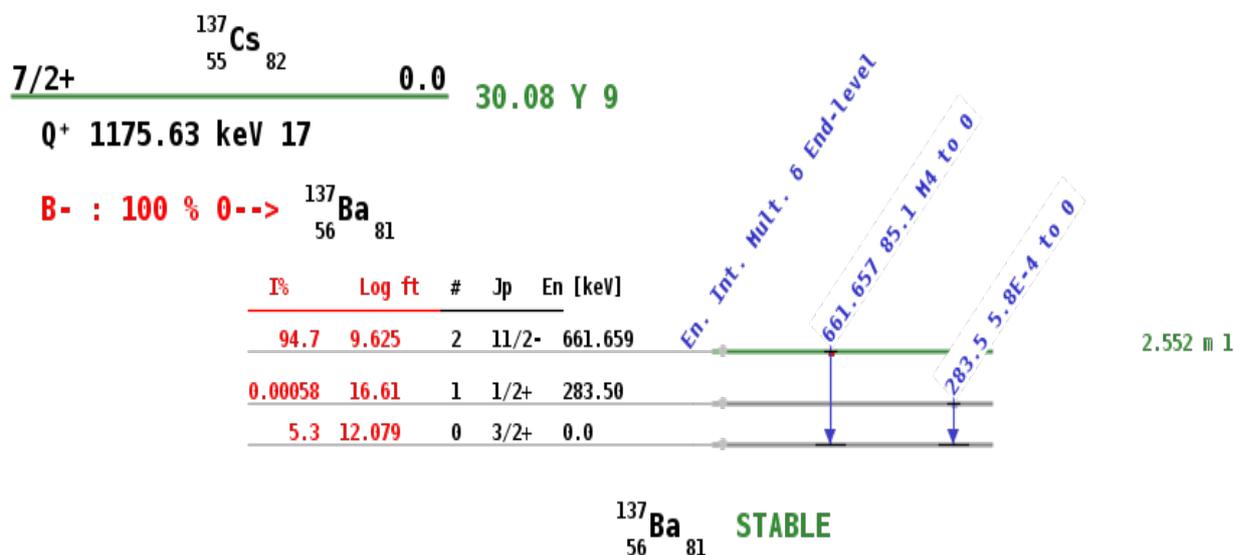


Figura 4.2: Exemplo dos possíveis níveis de um nuclídeo de ^{137}Ba após o decaimento do ^{137}Cs . Retirado da ferramenta da IAEA: Table of Nuclides

Especificamente teríamos, na primeira hipótese (se apenas o canal 'k' fosse privilegiado, durante o laser):

$$C_k(t) = \frac{\lambda_k(t)}{\sum_{i=1}^m \lambda_i} = \frac{\lambda_k(t)}{\lambda_0(1 - \Delta)}, \quad (4.24)$$

que teria seu valor aumentado drasticamente durante os pulsos, de forma a ser a maior probabilidade de transição.

A outra hipótese, para um canal 'k' que não é o novo criado durante os pulsos, teríamos,

$$C_k(t) = \frac{\lambda_k}{[\sum_{i=1}^m \lambda_i] + C_{novo}} = \frac{\lambda_k}{\lambda_0(1 - \Delta)}, \quad (4.25)$$

onde λ_0 é a taxa de decaimento beta total, que temos antes do laser, específico do isótopo, e o λ_i , é parte que o canal 'i' tem de contribuição na taxa total.

4.1.2 Cálculo da meia-vida do material sob efeitos do laser

Como a função da atividade depende de qual intervalo estamos falando, o valor da meia-vida depende também se a soma do tempo em que começou a medição da atividade ($t_{inicial}$) mais a meia-vida natural ($t_{1/2}$) forem menores que o momento que o laser ligou, não haverá alteração na meia-vida, logicamente, pois, não haveria laser para causar efeito algum. Caso seja depois do momento que o laser ligou, porém, antes de desligar isto é durante os pulsos, haverá uma alteração na meia-vida, que chamamos de $t'_{1/2}$, calculado pela equação da atividade durante os pulsos, e, igualando a função da atividade à metade do valor inicial, e então isolando o tempo encontramos:

$$t'_{1/2} = \frac{t_{1/2} - t_{ON} \cdot \Delta}{1 - \Delta}. \quad (4.26)$$

Caso seja depois do laser ter sido desligado, usamos da equação da atividade após os lasers para encontrar a meia-vida:

$$\frac{A_0}{2} = A_0 e^{-\lambda_0 t'_{1/2}} e^{-\lambda_0 \Delta (t_{ON} - t_{OFF})} \quad (4.27)$$

no qual podemos aplicar o logaritmo,

$$-\ln 2 = -\lambda_0 t'_{1/2} - \lambda_0 \Delta (t_{ON} - t_{OFF}) \quad (4.28)$$

encontrando,

$$\frac{\ln 2}{\lambda_0} - \Delta \cdot (t_{ON} - t_{OFF}) = t'_{1/2} \quad (4.29)$$

onde reconhecemos o primeiro termo como a meia-vida comum ($t_{1/2}$), e finalmente obtemos,

$$t'_{1/2} = t_{1/2} - \Delta \cdot (t_{ON} - t_{OFF}). \quad (4.30)$$

Podemos notar que, $t'_{1/2}$ é a meia-vida calculada através da atividade. Para tempos menores do que quando o laser foi ligado, $t_{1/2}$ e $t'_{1/2}$ são iguais. Tal modelo prevê que a meia-vida do material seria alterado quanto maior a duração do laser, e quão maior o valor de Δ , e a melhor forma de medir a meia-vida seria através da atividade para qualquer instante de tempo.

Entender como a meia-vida depende do tempo em que o laser está ligado, pode ser complicado de entender à primeira vista, mas faz todo sentido, já que, se o laser acelerar o decaimento por período fixo; o número de núcleos já seria menor que se o mesmo período tivesse ocorrido, sem o efeito do laser, portanto, é sempre necessário neste modelo analisar em qual destes três intervalos (antes, durante ou depois dos lasers), a meia-vida se encontra.

4.1.3 Aplicando o modelo nos experimentos

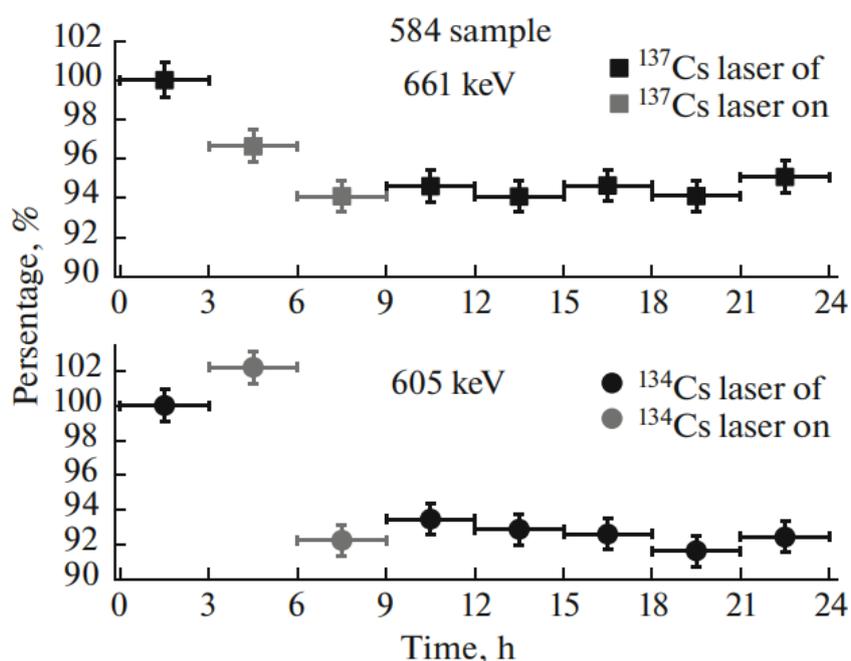


Figura 4.3: Efeito das nanopartículas (Au) e as atividades relativas dos isótopos ^{137}Cs e ^{134}Cs respectivamente, dados experimentais, ambos na mesma solução. Repetição de imagem do segundo capítulo.¹

Para podermos aplicar o modelo, é necessário ter os dados experimentais, como visto na equação 4.16, já que é necessário saber qual a atividade inicial e a mesma, logo após o fim dos lasers, e também em qual tempo isto ocorreu, fora isto é necessário saber qual radioisótopo estamos tratando, para descrever o λ_0 . As frequências do laser e o material das nanopartículas não entram explicitamente no modelo, mas implicitamente, estão introduzidos no Δ . Abaixo vemos a aplicação do modelo nos dados da imagem 4.3.

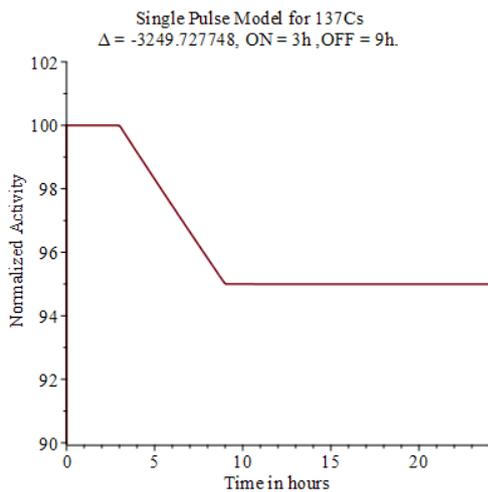


Figura 4.4: Modelo de Pulso único, aplicado com os dados da imagem 4.3 para o ^{137}Cs .

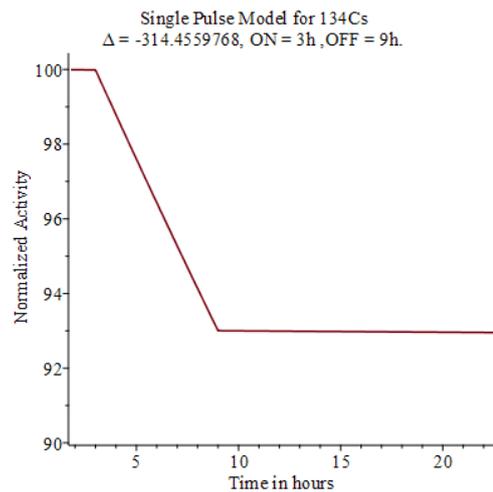


Figura 4.5: Modelo de Pulso único, aplicado com os dados da imagem 4.3 para o ^{134}Cs .

Os dados escolhidos pela imagem são dentro da margem de erro do experimento, a grande diferença nos valores de Δ são de esperar, pois, as meia-vidas naturais dos elementos ^{137}Cs e ^{134}Cs são diferentes, a do ^{137}Cs é aproximadamente 15 vezes maior que o ^{134}Cs , portanto, para um período igual, seria necessário que fossem Δ s diferentes.

Para este valor de Δ , usando da equação para meia-vida posterior a duração dos lasers, a meia-vida medida pela atividade ($t'_{1/2}$) é $2,44 \cdot 10^5$ horas, isto é, considerando os efeitos dos lasers com as nanopartículas para o ^{137}Cs , e, sabemos que naturalmente sua meia-vida ($t_{1/2}$) é de $2,63 \cdot 10^5$ horas. Embora pareça pouco, a duração do laser neste caso foi aproximadamente 6 horas, podemos deixar por períodos muito mais longos, funcionando como um acelerador de decaimento radioativo beta, se este modelo representa mesmo que numericamente errado pelas simplicidades envolvidas, mas direcionalmente correto. Possivelmente, tal fenômeno futuramente seja aplicado no ^{137}Cs , em especial nos locais como o lago Karachai ou Site de Stanford, onde os lixos radioativos estão estocados, com o objetivo de reduzir os resíduos radioativos.

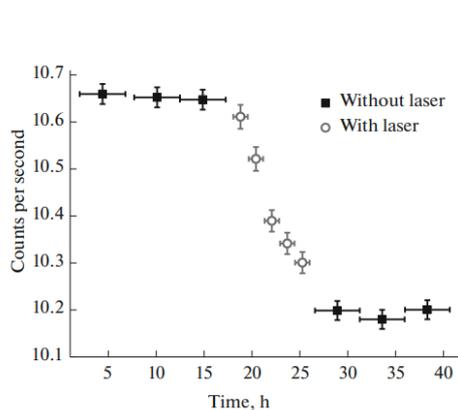


Figura 4.6: Efeito das nanopartículas (Au) na atividade na faixa 661 keV, proveniente do ^{137}Cs . Repetição de imagem do segundo capítulo.¹

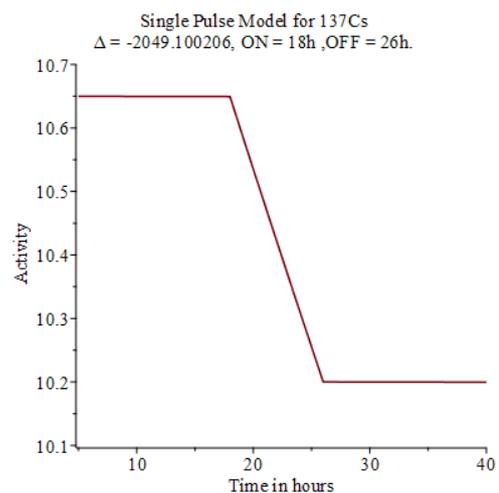


Figura 4.7: Modelo de Pulso único, aplicado com os dados da imagem 4.6 para o ^{137}Cs .

Analisando as imagens 4.4 e 4.7, podemos ver que neste caso o Δ para o mesmo isótopo é menor, e surge a pergunta, por quê? – Analisando da maneira como o modelo foi construído, e como ocorre no experimento, temos a seguinte explicação, nos experimentos há um limite de vezes em que pulsos com intervalos entre si, fazem efeitos substanciais (vide 2.4), como se a cada subsequente repetição do conjunto de pulso de laser, houvesse um rendimento menor.

Nas imagens anteriores a duração foi de apenas 6 horas, já nestes, 8 horas. Da forma que construímos o modelo, é como se o Δ fosse um valor médio, isto é, se a duração fosse curta, o valor de Δ poderia ser maior, pois, são nas primeiras horas que há uma maior diferença de atividade. Porém, há uma concorrência de dois efeitos, a criação de mais nanopartículas, que possam estar em mais vizinhanças dos núcleos, e o fator das quedas subsequentes (provavelmente explicável pela sedimentação das nanopartículas). Portanto, quanto maior duração, mais próximo de um valor médio fica o Δ . Outra forma de aproximar-se a realidade, seria menor duração dos pulsos e maior o número de vezes reaplicando o modelo. Da forma que o modelo está construído, é como se fosse constante o número de nanopartículas durante todo o progresso dos lasers. Uma possível forma de aprimorar o sistema seria utilizar-se de medidas de pulsos ultra curtos (talvez, da própria duração dos pulsos fisicamente) e reaplicar o modelo este número de vezes, e isto é exatamente o que faremos num posterior modelo, apenas para mostrar uma direção em que o modelo possa aprimorar-se.

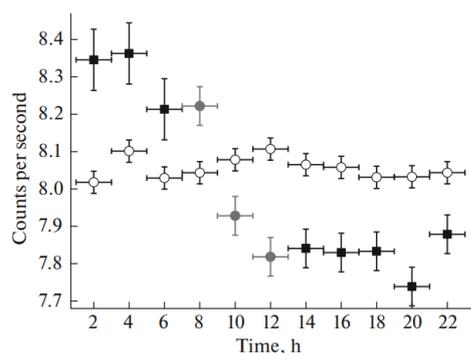


Figura 4.8: Efeito das nanopartículas (Au) na atividade na faixa 661 keV, proveniente do ^{137}Cs representados pelos quadrados e círculos preenchidos. Os preenchidos de cor cinza representam durante os pulsos de laser e os demais, sem os pulsos. Os círculos vazios são o ^{134}Cs de referência, sem estar no mesmo líquido, apenas para testar o detector. ¹

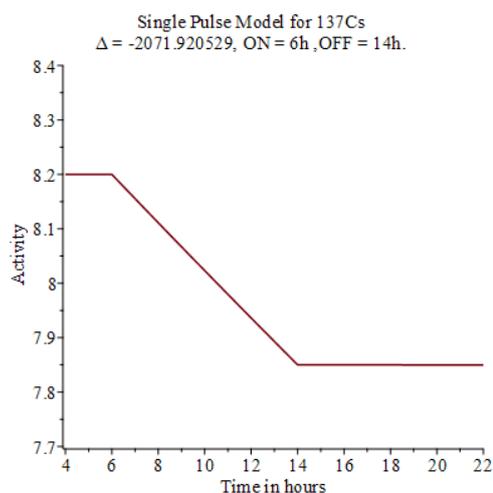


Figura 4.9: Modelo de Pulso único, aplicado com os dados da imagem 4.8 para o ^{137}Cs .

Podemos ver (4.8,4.9) que para durações similares, o Δ tem valores semelhantes, como era de se esperar, considerando que são em ambos os casos o primeiro conjunto de pulsos, e há pouca parte dos efeitos subsequentes das sedimentações das nanopartículas.

Agora, com o intuito de suavizar a transição do modelo de um pulso para o de múltiplos pulsos, vamos agora aplicar o modelo de pulso único três vezes em duas situações, é fácil ver que o número de termos cresce rapidamente, mas cresce de forma repetitiva, simetricamente, o que facilita os nossos cálculos. Para isto, escreveremos apenas a equação da atividade, que para 3

pulsos, existem 7 diferentes intervalos para os valores de atividade em função do tempo. Portanto, para três diferentes pulsos, com diferentes Δ s e diferentes durações, temos,

$$\lambda(t) = \lambda_0 \left(1 - \sum_{i=1}^3 \Delta_i [\Theta(t - t_{ON_i}) - \Theta(t - t_{OFF_i})] \right), \quad (4.31)$$

onde $\chi(t)$ é descrito de forma análoga ao modelo simples, da seguinte forma:

$$\chi(t) = \frac{1}{1 - \sum_{i=1}^3 \Delta_i [\Theta(t - t_{ON_i}) - \Theta(t - t_{OFF_i})]}. \quad (4.32)$$

Então, todos os cálculos seguem exatamente da mesma forma como foram feitos anteriormente, sendo um pouco trabalhoso, porém, simples. Logo chegamos nas equações para atividade de três pulsos, com a atividade sendo medida por um canal C_n :

Para $t < t_{ON_1}$ e $t < t_{OFF_1}$:

$$A(t) = C_n A_0 e^{-\lambda_0 t}, \quad (4.33)$$

para $t > t_{ON_1}$ e $t < t_{OFF_1}$:

$$A(t) = \frac{C_n}{1 - \Delta_1} (1 - \Delta_1) A_0 e^{-\lambda_0 t} e^{+\lambda_0 \Delta_1 (t - t_{ON_1})}, \quad (4.34)$$

para $t > t_{OFF_1}$ e $t < t_{ON_2}$:

$$A(t) = C_n A_0 e^{-\lambda_0 t} e^{-\lambda_0 \Delta_1 (t_{ON_1} - t_{OFF_1})}, \quad (4.35)$$

para $t > t_{ON_2}$ e $t < t_{OFF_2}$:

$$A(t) = \frac{C_n}{1 - \Delta_2} (1 - \Delta_2) A_0 e^{-\lambda_0 t} e^{-\lambda_0 \Delta_1 (t_{ON_1} - t_{OFF_1})} e^{+\lambda_0 \Delta_2 (t - t_{ON_2})}, \quad (4.36)$$

para $t > t_{OFF_2}$ e $t < t_{ON_3}$:

$$A(t) = C_n A_0 e^{-\lambda_0 t} e^{-\lambda_0 \Delta_1 (t_{ON_1} - t_{OFF_1})} e^{-\lambda_0 \Delta_2 (t_{ON_2} - t_{OFF_2})}, \quad (4.37)$$

para $t > t_{ON_3}$ e $t < t_{OFF_3}$:

$$A(t) = \frac{C_n}{1 - \Delta_3} (1 - \Delta_3) A_0 e^{-\lambda_0 t} e^{-\lambda_0 \Delta_1 (t_{ON_1} - t_{OFF_1})} e^{-\lambda_0 \Delta_2 (t_{ON_2} - t_{OFF_2})} e^{+\lambda_0 \Delta_3 (t - t_{ON_3})}, \quad (4.38)$$

E finalmente, para qualquer tempo $t > t_{OFF_3}$, caso não haja mais pulsos de laser temos,

$$A(t) = C_n A_0 e^{-\lambda_0 t} e^{-\Delta_1 \lambda_0 (t_{ON_1} - t_{OFF_1})} e^{-\Delta_2 \lambda_0 (t_{ON_2} - t_{OFF_2})} e^{-\Delta_3 \lambda_0 (t_{ON_3} - t_{OFF_3})}. \quad (4.39)$$

Para as funções dos núcleos encontramos da mesma forma, separando em cada período durante pulsos de laser. As meia-vidas são encontradas facilmente para momentos posteriores a todos os pulsos de laser, seguindo os mesmos critérios citados anteriormente, partindo da equação da atividade posterior aos lasers, de forma análoga a equação 4.30, obtemos:

$$t'_{1/2} = t_{1/2} - \sum_{i=1}^3 \Delta_i \cdot (t_{ON_i} - t_{OFF_i}). \quad (4.40)$$

Segundo este modelo, é fácil notar que a maior dificuldade do modelo seria encontrar os Δ s para cada um dos intervalos em um modelo teórico de forma a prever como seria as quedas. Por enquanto o fazemos de forma semelhante como previamente, assim,

$$\Delta_i = -\frac{\ln \left[\frac{A_i(t')}{A_0 e^{-\lambda_0 t'}} \right]}{\lambda_0 (t_{ON_i} - t_{OFF_i})}. \quad (4.41)$$

Onde $A_i(t')$ representa a atividade no gráfico no tempo t' logo após o fim do pulso 'i', similamente como fizemos na situação única.

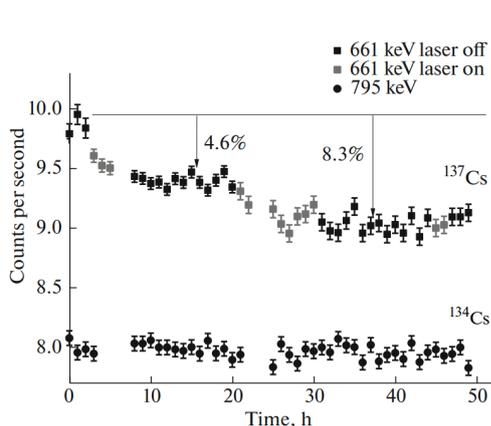


Figura 4.10: Efeito das nanopartículas (Au) na atividade na faixa 661 keV, proveniente do ^{137}Cs . Os quadrados cinza são durante os pulsos de laser, e os círculos são ^{134}Cs de referência, sem estar no mesmo líquido, apenas para testar o detector. ¹

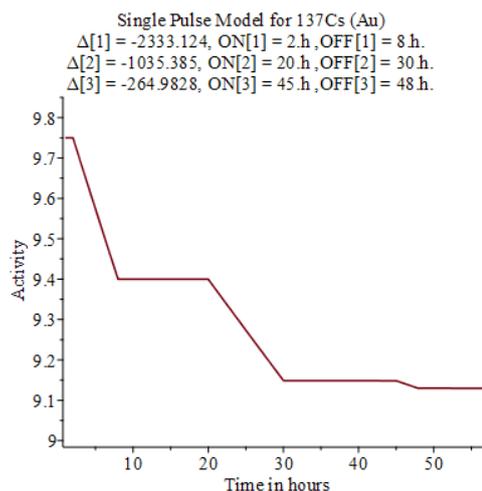


Figura 4.11: Modelo de Pulso único, aplicado com os dados da imagem 4.10 para o ^{137}Cs . Utilizando das equações de atividade descritas previamente para três pulsos de laser.

As imagens acima mostram como a repetição da aplicação do modelo simples nos traz uma aproximação que nos mostra a direção do efeito real (as quedas na atividade apenas durante os pulsos). O material das nanopartículas neste caso era ouro (Au). É interessante perceber que os valores de Δ seguem algumas coisas que não entendemos completamente, pois, se compararmos os valores de todos os casos de ^{137}Cs veremos que o valor é bem variado. Outro fator que introduz erro é que em nenhum dos casos tivemos os dados experimentais corretamente, sempre temos que inferir dos gráficos tais informações, mas como o objetivo é mostrar a direção do fenômeno, é suficiente. Mostraremos agora outra situação de três pulsos, embora o gráfico experimental tenha

mais pulsos, trataremos apenas dos primeiros três, as nanopartículas são de uma liga composta de NdFeB, os resultados são semelhantes, mas não iguais, como era de se esperar, já que temos outro sistema completo, com outro material das nanopartículas.

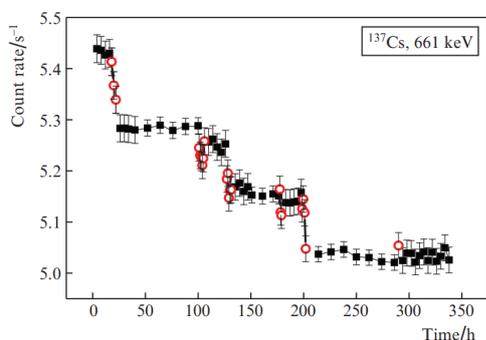


Figura 4.12: Efeito das nanopartículas (NdFeB) na atividade na faixa 661 keV, proveniente do ^{137}Cs . Os círculos vermelhos representam durante os pulsos de laser, é possível ver que o efeito dos lasers reduz de forma acentuada a atividade nesta faixa de radiação γ .²

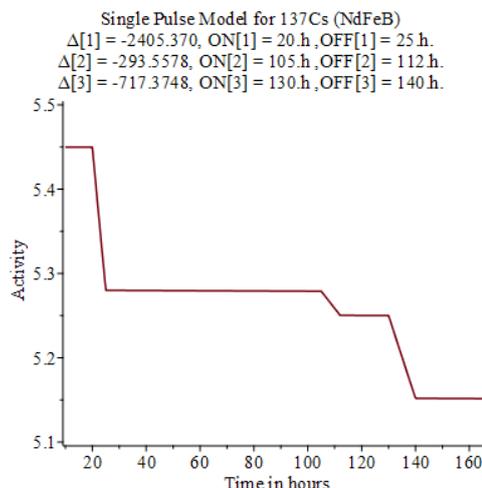


Figura 4.13: Modelo de Pulso único, aplicado com os dados da imagem 4.12 para o ^{137}Cs . Utilizando das equações de atividade descritas previamente para três pulsos de laser.

O modelo simples pode prever a direção dadas algumas pequenas informações do experimento. A ideia é que caso este modelo realmente represente a realidade até certo ponto, conectemos os valores de Δ com a teoria e possamos prever seus valores sem precisar de dados experimentais.

4.1.4 Aprimorando o modelo: Volume Irradiado

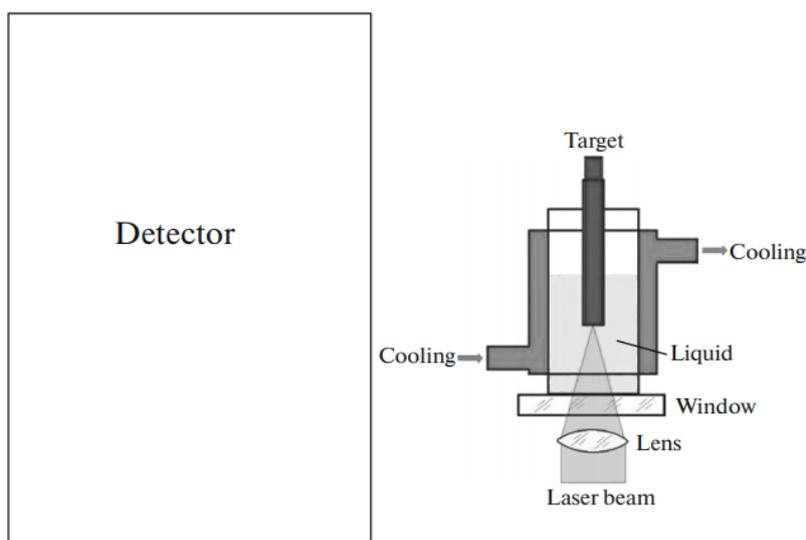


Figura 4.14: Montagem genérica dos experimentos de nanopartículas com lasers. Repetição de imagem do segundo capítulo.¹

Outra coisa que o modelo despreza, é a possibilidade de que o laser NÃO afeta todo o volume dos radionuclídeos, mesmo se houver difusão do líquido. É possível ainda que o volume irradiado seja muito pequeno e como as temperaturas dos experimentos são mantidas resfriadas por água corrente, especialmente durante os pulsos de laser, podemos considerar que o laser não afeta todo o líquido.

Analisando a imagem 4.14, vemos que o volume que o laser irradia, se assemelha a um cone que tem a base na lente, e sua ponta final no alvo onde são criados as nanopartículas. Podemos então re-derivar toda a solução que tínhamos, em função deste volume irradiado, onde a solução do sistema é uma parte que receberá os pulsos de laser, e outra parte de forma tradicional, que não receberá.

Podemos descrever todo o sistema para o modelo de pulso único, onde A_L (nome proveniente de atividade no laser) representa a parte da atividade que está sendo alterada pelo laser e, é um número adimensional, que representa a proporção dos volumes irradiados pelos não irradiados. A nova solução do sistema é soma das soluções da equação da atividade, da parte comum padrão existente na literatura, e da parte que desenvolvemos com os lasers. Para o número de núcleos temos,

Para $t < t_{ON}$ e $t < t_{OFF}$ que significa, antes do laser:

$$N(t) = (1 - A_L)N_0e^{-\lambda_0 t} + A_L N_0 e^{-\lambda_0 t}, \quad (4.42)$$

para $t > t_{ON}$ e $t < t_{OFF}$ isto é, durante o laser:

$$N(t) = (1 - A_L)N_0e^{-\lambda_0 t} + A_L N_0 e^{-\lambda_0 t} e^{+\lambda_0 \Delta(t-t_{ON})}, \quad (4.43)$$

Por último, para $t > t_{ON}$ e $t > t_{OFF}$ que é qualquer instante depois do laser ser desligado:

$$N(t) = (1 - A_L)N_0e^{-\lambda_0 t} + A_L N_0 e^{-\lambda_0 t} e^{-\lambda_0 \Delta(t_{ON}-t_{OFF})}. \quad (4.44)$$

Analogamente, para a atividade podemos encontrar, para $t < t_{ON}$ e $t < t_{OFF}$, em um canal específico C_n :

$$A(t) = C_n(1 - A_L)A_0e^{-\lambda_0 t} + C_n A_L A_0 e^{-\lambda_0 t}, \quad (4.45)$$

para $t > t_{ON}$ e $t < t_{OFF}$:

$$A(t) = C_n(1 - A_L)A_0e^{-\lambda_0 t} + C_n A_L A_0 e^{-\lambda_0 t} e^{+\lambda_0 \Delta(t-t_{ON})}, \quad (4.46)$$

finalmente, para $t > t_{ON}$ e $t > t_{OFF}$:

$$A(t) = C_n(1 - A_L)A_0e^{-\lambda_0 t} + C_n A_L A_0 e^{-\lambda_0 t} e^{-\lambda_0 \Delta(t_{ON}-t_{OFF})}. \quad (4.47)$$

Com tais alterações no modelo, é possível ver mudanças em todas as coisas que já calculamos, já que o efeito dos lasers não estará afetando todo o volume por completo, e, a equação do Δ fica um pouco mais robusto, repetindo o procedimento de encontrá-lo usando a última equação da atividade, encontramos,

$$\Delta = - \frac{\ln \left[\frac{\frac{A(t')}{e^{-\lambda_0 t'} A_0} - (1 - A_L)}{A_L} \right]}{\lambda_0 (t_{ON} - t_{OFF})}. \quad (4.48)$$

Com isto e com A_L podemos descrever completamente o sistema no modelo. Para encontrar o A_L seria necessário dos dados do experimento com maiores detalhes. Os dados que conseguimos obter para o artigo [3], são a distância focal da lente de 9 cm, (embora neste experimento não seja esférica, faremos a aproximação como se ela fosse esférica), altura preenchida no cilindro pelo material radioativo 2 cm, e o diâmetro do cilindro de cerca de 1 cm.

Não sabemos qual o volume do alvo para criar as nanopartículas, mas o desprezaremos, entretanto, consideramos que ele está submerso 0,5 cm, consideramos o diâmetro da lente igual à distância focal, resultando no raio da lente de 4,5 cm, e por semelhança de triângulos com os dados citados acima, descrevemos uma proporção do volume irradiado, sendo a divisão do cone que é afetado pelo laser, pelo volume completo no cilindro pelo material radioativo. Fazendo a divisão obtemos $A_L = 0,5625$, com parte dos dados entregues pelo coautor G. A. Shafeev, e os demais dados supostos por nós, apenas para demonstrar o efeito.

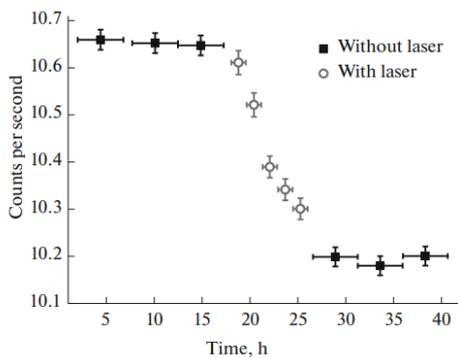


Figura 4.15: Efeito das nanopartículas (Au) na atividade na faixa 661 keV, proveniente do ^{137}Cs . Repetição de imagem do segundo capítulo.¹

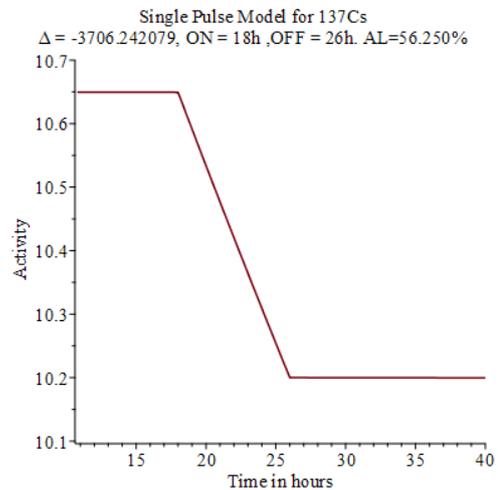


Figura 4.16: Modelo de Pulso único, considerando o volume irradiado, aplicado com os dados da imagem 4.15 para o ^{137}Cs , com $A_L = 0.5625$.

Pelas imagens 4.16 e 4.11, vemos uma grande diferença no Δ , que é lógico, pois, se menos núcleos estão sob o efeito dos lasers, o efeito tem que ser maior para compensar, e o efeito é proporcional ao Δ , neste modelo. Portanto, quanto menor o A_L , maiores os valores de Δ .

4.1.5 Ligação da constante Δ com a teoria

Como citamos anteriormente no capítulo 3, os maiores candidatos para a teoria explicar os efeitos das nanopartículas na presença dos lasers, são a integral de Fermi e os elementos de matriz. Podemos relacionar o nosso modelo com a teoria da seguinte forma, por simplicidade para um pulso único:

$$\lambda_0 (1 - \Delta [\Theta(t - t_{ON}) - \Theta(t - t_{OFF})]) = \frac{m_e^5 c^4}{2\pi^3 \hbar^7} f(Z, E_0, \mathbf{t}) |\langle \psi_f(r) | H'(\mathbf{t}) | \psi_i(r) \rangle|^2. \quad (4.49)$$

Como não sabemos exatamente em qual dos dois (ou nos dois) está a dependência temporal, colocamos ambas funções dependentes do tempo. Sem supor nada, poderíamos terminar por aqui, tendo a explicação do fenômeno das mudanças na integral de Fermi, e talvez nos elementos de matriz, isolaríamos o Δ , e então conseguiríamos descrever nosso modelo em função da teoria propriamente, entretanto, faremos uma tentativa a seguir de deixar um pouco mais evidente o que deveria ser considerado em tal equação.

Da forma que a equação anterior for escrita, ela é suficiente para explicar o que já temos pela teoria de Fermi, como para $t' < t_{ON}$ e também, neste modelo para $t' > t_{OFF}$ a equação simplesmente fica:

$$\lambda_0 = \frac{m_e^5 c^4}{2\pi^3 \hbar^7} f(Z, E_0, \mathbf{t}') |\langle \psi_f(r) | H'(\mathbf{t}') | \psi_i(r) \rangle|^2. \quad (4.50)$$

que resulta simplesmente no que já tínhamos na teoria de Fermi.

Seguindo para a tentativa, neste modelo, imaginamos que o efeito é totalmente dos campos elétricos ampliados nas redondezas dos núcleos. Portanto, podemos imaginar que os elementos de matriz não são alterados, no máximo alteram por um valor escalar $K(t, \mu)$, que depende do tempo, tal que alteraria todas as transições, não somente uma. Tal escalar teria que depender do tempo, tal que para $t' < t_{ON}$ e também para $t' > t_{OFF}$ seja unitário, caso contrário não haveria como chegar na equação 4.50 para os mesmos tempos citados. O μ representa todas os parâmetros ligados ao experimento como, elemento da nanopartícula, densidade de nanopartículas no líquido, frequência do laser, duração dos pulsos, se a frequência do laser é de ressonância na nanopartícula e quaisquer outros efeitos que estejam fazendo parte do fenômeno. Deixando desta forma teremos uma dependência no tempo e nos parâmetros μ , descrita da forma:

$$\lambda_0 (1 - \Delta [\Theta(t - t_{ON}) - \Theta(t - t_{OFF})]) = \frac{K(\mathbf{t}, \mu) m_e^5 c^4}{2\pi^3 \hbar^7} f(Z, E_0, \mathbf{t}, \mu) |\langle \psi_f(r) | H'(0) | \psi_i(r) \rangle|^2, \quad (4.51)$$

onde $f(Z, E_0, \mathbf{t}, \mu)$ supomos que se diferencie da forma original na teoria de Fermi, pois, inclui os efeitos de campos elétricos fortes nas redondezas dos núcleos, causados pelas nanopartículas. Tal efeito está implícito na função $E_{np}(E_e, \mu)$, mas que seu valor é diferente de 1 durante os lasers, e

a função $K(t, \mu)$, que também deve ser diferente de 1 apenas durante os lasers, já que qualquer alteração nos elementos de matriz só ocorreria durante os pulsos de laser. Além disto, para facilitar, podemos juntar todas as constantes em uma, que nomeamos ' $C_{fi}(Z)$ ', incluindo os elementos de matriz que são estáticos em função do tempo, deixando apenas $K(\mathbf{t}, \mu)$ representando a função do tempo nos elementos de matriz, tendo assim uma forma visível para compararmos.

$$\lambda_0 (1 - \Delta [\Theta(t - t_{ON}) - \Theta(t - t_{OFF})]) = C_{fi}(Z) K(\mathbf{t}, \mu) f(Z, E_0, \mathbf{t}, \mu). \quad (4.52)$$

Poderíamos descrever $K(\mathbf{t}, \mu)$ da seguinte forma,

$$K(\mathbf{t}, \mu) = 1 + K_0(\mu) [\Theta(t - t_{ON}) - \Theta(t - t_{OFF})], \quad (4.53)$$

Caso não haja alteração alguma, nos elementos de matriz, nem mesmo por um valor escalar, K_0 seria nulo. Descrito desta maneira, toda a mudança no valor de $\lambda(t)$ estaria ou em $K_0(\mu)$, ou em $f(Z, E_0, \mathbf{t}, \mu)$. Então poderíamos descrever a mudança na integral de Fermi da forma:

$$f(Z, E_0, t, \mu) = f_0 + \frac{1}{m_e^5 c^7} \int E_{np}(E_e, \mu) [\Theta(t - t_{ON}) - \Theta(t - t_{OFF})] F(Z, E_e) p_e^2 (E_0 - E_e)^2 dp_e. \quad (4.54)$$

Onde $f_0 = f(Z, E_0)$ é a integral de Fermi do isótopo, sem os efeitos do laser, e o segundo termo chamaremos de $f_{np}(Z, E_0, t, \mu)$. Escrito desta forma então vemos que,

$$\begin{aligned} \lambda(t) &= C_{fi}(Z) f_0 + C_{fi}(Z) f_{np}(Z, E_0, t, \mu) \\ &+ C_{fi}(Z) K_0(\mu) f_0 [\Theta(t - t_{ON}) - \Theta(t - t_{OFF})] \\ &+ C_{fi}(Z) K_0(\mu) f_{np}(Z, E_0, t, \mu) [\Theta(t - t_{ON}) - \Theta(t - t_{OFF})]. \end{aligned}$$

Portanto, quando não há lasers ativos, voltamos para o λ_0 , e, nos instantes que o laser está ativo, lembrando que $\lambda_0 = C_{fi}(Z) f_0$, temos,

$$\lambda(t) = \lambda_0 + C_{fi}(Z) f_{np}(Z, E_0, t, \mu) + \lambda_0 K_0(\mu) + C_{fi}(Z) K_0(\mu) f_{np}(Z, E_0, t, \mu) \quad (4.55)$$

Expressando o $\lambda(t)$ como de costume no nosso modelo, e dividindo em ambos os lados por λ_0 , obtemos,

$$1 - \Delta = 1 + \frac{C_{fi}(Z)}{\lambda_0} f_{np}(Z, E_0, t, \mu) + K_0(\mu) + \frac{C_{fi}(Z) K_0(\mu)}{\lambda_0} f_{np}(Z, E_0, t, \mu) \quad (4.56)$$

ou ainda,

$$\Delta = -K_0(\mu) - [1 + K_0(\mu)] \cdot \frac{C_{fi}(Z)}{\lambda_0 m_e^5 c^7} \int E_{np}(E_e, \mu) F(Z, E_e) p_e^2 (E_0 - E_e)^2 dp_e. \quad (4.57)$$

Caso não haja um termo relevante proveniente dos elementos de matriz, desta forma, podemos desprezar o $K_0(\mu)$, fazendo-o igual a 0, simplificando a equação, portanto, teremos então,

$$\Delta(Z, E_0, \mu) = -\frac{|\langle \psi_f(r) | H'(0) | \psi_i(r) \rangle|^2}{2\pi^3 \hbar^7 c^3 \cdot \lambda_0} \int E_{np}(E_e, \mu) F(Z, E_e) p_e^2 (E_0 - E_e)^2 dp_e. \quad (4.58)$$

onde a real física por trás de tudo novo, está agora na função $E_{np}(E_e, \mu)$, que depende dos parâmetros μ que incluem todos os parâmetros reais que envolvem o laser e as nanopartículas, e até mesmo a quantidade de partículas já incluídas no líquido, que poderíamos descrever em função de uma densidade de nanopartícula, e como esperado, de todas as energias que o elétron pode ter no decaimento do isótopo específico. A função $E_{np}(E_e, \mu)$ entra como uma correção à função de Fermi, que considera os efeitos dos campos elétricos dos núcleos, mas ignora os efeitos elétricos externos. Supomos que independente de qual modelo se assemelhar melhor a realidade, o fator mais importante sempre serão os campos elétricos ampliados fortemente, e em especial em escalas nanométricas.

Todo este desenvolvimento mostra como ocorreria numericamente, as alterações em $\lambda(t)$, entretanto, ignora de qual natureza provém. Pela forma que as funções da atividade foram modificadas, usando das soluções com as condições de contorno, aplicadas aos valores dos canais de transição, notamos, como explícito na seção sobre os canais, que existe a possibilidade de que um canal conhecido (no exemplo do ^{137}Cs , qualquer canal diferente do 661 keV) esteja sendo ampliado de proporcionalmente ao valor de $(1-\Delta)$, ou ainda, há a possibilidade de que esteja ocorrendo um novo canal de transição, que seria responsável por todo o incremento em $\lambda(t)$, durante os pulsos de laser auxiliados pelas nanopartículas, de forma muito semelhante ao caso do ^{52}Fe (do capítulo dos experimentos), onde há a extinção de uma forma de decaimento (captura de elétrons), reduzindo o valor de $\lambda(t)$, os valores C_n para tal situação, devem variar de acordo, de forma que sejam captados mais detecções nos canais naturais (os que restaram), pois os núcleos apenas terão as restantes formas de decaimento. Então além de aumentar a meia-vida drasticamente (ou equivalentemente, reduzir $\lambda(t)$) os canais restantes aumentam suas porcentagens em proporção ao total. Na situação do ^{137}Cs , caso esteja ocorrendo a criação de um novo canal, os valores de C_n existentes, devem reduzir (portanto, deve-se detectar redução na atividade nestes canais, como ocorre nos experimentos), e sua meia-vida deve reduzir também, drasticamente (ou equivalentemente aumentar o $\lambda(t)$), e então todo o processo se encaixa de forma satisfatória.

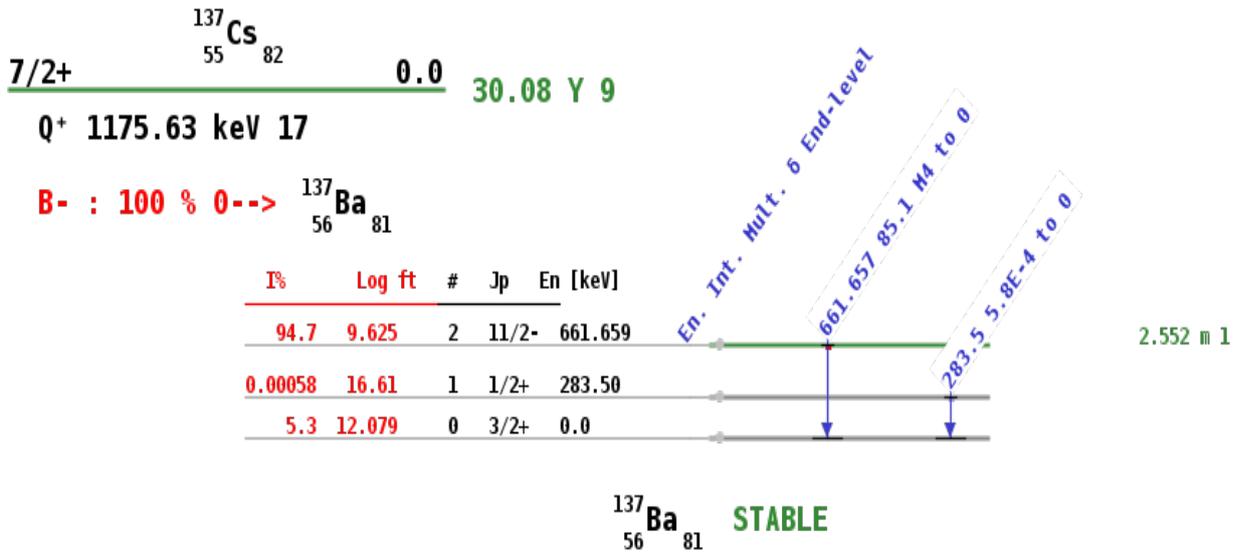


Figura 4.17: Canais de decaimento β^- do ^{137}Cs com suas respectivas probabilidades.¹

1

As formas de abertura de um novo canal, podem ser descritas em uma das seguintes maneiras:

-Pode-se haver uma nova possibilidade de estado final do nuclídeo filho, que atestaria uma nova radiação γ (ou de frequências de raios-X) nos detectores de espectroscopia, **apenas durante os pulsos de laser**, ou no máximo, por um curto período após desligar, que implicaria de fato, uma alteração nos elementos da matriz de transição $H(t)$;

-Outra possibilidade, seria que a partícula ejetada, ficasse em estado ligado, e para isto, seria necessário que outros elétrons, ao serem acelerados pelos plasmas gerados nas superfícies das nanopartículas auxiliados pelos campos elétricos dos lasers, ionizassem parcialmente, os núcleos radioativos, e então, criasse a possibilidade de um estado ligado para o decaimento beta. Experimentalmente, tal situação, não emitiria resultados nos detectores de espectroscopia, pois os estados ligados de decaimento beta, tendem a liberar quase toda a energia para o anti-neutrino(neutrino).

-Os mecanismos para priorizar um canal existente, caso esteja ocorrendo tal coisa, são desconhecidos, e caso seja esta a situação, seria detectável por medições de espectroscopia beta e facilitados pela espectroscopia γ , nos medidores beta, haveria uma mudança das posições de maior probabilidade nos gráficos, em direção ao máximo do canal priorizado pelo experimento.

¹Retirado da ferramenta da IAEA: Table of Nuclides

4.1.6 Conclusões, vantagens e desvantagens do modelo

O modelo de pulso único serve como um guia, para mostrar como uma alteração nas taxas de decaimento são capazes de mudar o sistema. Como o modelo é básico, isto é, ignora vários fatores, existem grandes chances de que ele não represente a realidade; entretanto, nos serviu para notar que, se tudo o que estiver ocorrendo for um fenômeno alterando o λ do isótopo, vemos como os canais de transição respondem a tal mudança, e a possibilidade de que haja um novo canal de transição ou uma preferência por algum(alguns) canal, é de fato é intrigante, e requer maiores estudos com bases experimentais, e como todo o modelo se encaixa perfeitamente no que é descrito pelo experimento, podemos dizer que é um simples modelo, mas, efetivo.

Os problemas do modelo são, considerar Δ constante durante todo o processo, que implica considerar μ constante, considerar apenas como um pulso de laser duradouro (com duração de $t_{OFF} - t_{ON}$) com um único Δ , embora aplicando repetidamente o modelo tais problemas sejam reduzidos, o modelo ignora o fato de que as nanopartículas são geradas durante o experimento, e ainda, que elas sedimentam no fundo do líquido, gerando uma grande absorção do laser e reduzindo a taxa de geração em função do tempo. E por último, em termos de aplicabilidade do modelo, como não sabemos como calcular o Δ totalmente da teoria no momento, seriam necessários dados experimentais para cada elemento, o que dificulta a aplicação nos problemas do dia-a-dia, entretanto, o real objetivo do modelo era demonstrar que não sabemos exatamente como funcionam os decaimentos β , já que os efeitos de nanopartículas com pulsos de laser podem gerar tais alterações nos canais de transição, coisa que não é muito conhecida. A comunidade científica deveria voltar-se para tentar compreender realmente o fenômeno para assim utilizá-la em aplicações do dia-a-dia.

4.2 MODELO DE MÚLTIPLOS PULSOS

Uma possível generalização do modelo simples, seria reapplicá-lo múltiplas vezes, com pulsos de curtíssima duração, com as durações iguais aos dos pulsos reais, nas faixas de nanosegundos, reapplicando o modelo não três vezes como fizemos, mas quantidades de vezes absurdas, como por exemplo, para o laser ligado por 9 horas, com pulsos de duração de 20 nanosegundos, teríamos que reapplicar o modelo cerca de 10^{13} vezes, com 10^{13} diferentes Δ s, portanto, este modelo não será aplicado, mas será descrito como funcionaria, apenas como uma forma de aprimorar o modelo.

O desenvolvimento é de forma idêntica ao caso de três pulsos, porém, múltiplas vezes. Para facilitar não utilizaremos intervalos entre os pulsos, isto é, desde que um pulso é termina, outro já se inicia, e as durações dos pulsos são considerados fixos, de modo a simplificar o sistema. Começamos por definir o $\lambda(t)$ da seguinte maneira,

$$\lambda(t) = \lambda_0 \left(1 - \sum_{i=1}^N \Delta_i [\Theta(t - t_{ON_i}) - \Theta(t - t_{OFF_i})] \right), \quad (4.59)$$

onde N é o numero de vezes que o modelo se repete, e o $\chi(t)$ tem a forma semelhante,

$$\chi(t) = \frac{1}{1 - \sum_{i=1}^N \Delta_i [\Theta(t - t_{ON_i}) - \Theta(t - t_{OFF_i})]}. \quad (4.60)$$

Com estas informações, repetindo de forma similar como fizemos anteriormente temos a atividade, para qualquer tempo posterior a todos os pulsos de laser, isto é, $t' > t_{OFF_N}$, podemos descrever o sistema,

$$A(t') = A_0 e^{-\lambda_0 t'} e^{-\lambda_0 \sum_{i=1}^N \Delta_i (t_{ON_i} - t_{OFF_i})}. \quad (4.61)$$

Ou, de outra forma, fazendo $t_{dur} = t_{OFF_i} - t_{ON_i}$ vemos que,

$$A(t') = A_0 e^{-\lambda_0 t'} e^{+\lambda_0 \sum_{i=1}^N \Delta_i (t_{dur})}. \quad (4.62)$$

Já para qualquer tempo durante os pulsos de laser, há a dependência em qual pulso se encontra, portanto, para um tempo t' , durante os pulsos, é necessário descrever os pulsos da forma,

$$t' = m \cdot t_{dur} + k \quad (4.63)$$

Onde $t_{dur} = t_{OFF_i} - t_{ON_i}$ e como a duração é fixa, é com valor igual á duração dos pulsos, 'm' é o índice do último pulso completo, 'k' é o restante do tempo no qual se passou desde $t' = m \cdot t_{dur}$, logo 'k' é o tempo desde o fim do pulso 'm' e desde o início do pulso '(m+1)', mas esta soma é menor que $(m + 2) \cdot t_{dur}$, caso contrário estaria em outro pulso. Desta maneira podemos descrever a atividade da seguinte forma (trivialmente para encontrar 'm', seria necessário dividir t' por t_{dur} , a parte inteira do resultado é o valor de 'm', o último pulso completo.),

Após o fim do pulso 'm' (isto é, durante o pulso m+1),

$$A(t') = A_0 (1 - \Delta_{m+1}) e^{-\lambda_0 t'} e^{+\lambda_0 \sum_{i=1}^m \Delta_i (t_{dur})} e^{+\lambda_0 \Delta_m (k)}. \quad (4.64)$$

Pois 'k' é a própria diferença entre t' e $m \cdot t_{dur}$ que é equivalente á $t' - t_{ON_m}$, que apareceria nos modelos simples, e trivialmente, para $t' < t_{ON_1}$, isto é, previamente a qualquer laser,

$$A(t') = A_0 e^{-\lambda_0 t'}. \quad (4.65)$$

Logo, com estas informações, podemos de forma similar ao modelo de três pulsos encontrar a função número de núcleos em cada limite, assim,

para $t' < t_{ON_1}$:

$$N(t') = N_0 e^{-\lambda_0 t'} \quad (4.66)$$

para qualquer t' menor que t_{OFFN} , após o fim do pulso m (isto é, para qualquer t' durante o pulso $m+1$):

$$N(t') = N_0 e^{-\lambda_0 t'} e^{+\lambda_0 \sum_{i=1}^m \Delta_i(t_{dur})} e^{+\lambda_0 \Delta_m(k)} \quad (4.67)$$

e, por último, $t' > t_{OFFN}$, após todos os pulsos de laser encontramos simplesmente,

$$N(t') = N_0 e^{-\lambda_0 t'} e^{+\lambda_0 \sum_{i=1}^N \Delta_i t_{dur}}. \quad (4.68)$$

Neste modelo a maior dificuldade é encontrar os valores de Δ_i , entretanto, quando entendermos o funcionamento das nanopartículas em função de suas densidades e da taxa de geração de nanopartículas por segundo, será possível escrever uma função de Δ .

4.2.1 Aprimorando o modelo: Volume irradiado

De forma semelhante ao modelo simples, a solução é a soma da parte que não receberá os pulsos de laser, e da parte que receberá, e como o procedimento é análogo ao caso simples, vamos apenas descrever as funções da atividade nos seus intervalos, lembrando que A_L é a proporção do volume que está irradiado, pelo volume total que os núcleos ocupam. Poderíamos dizer que a solução final é a solução comum mais a solução alterada pelos lasers da equação da atividade(3.23), cada um com sua respectiva solução, portanto, temos para um canal específico C_n ,

Para $t' < t_{ON_1}$, antes dos lasers:

$$A(t') = C_n A_0 (1 - A_L) e^{-\lambda_0 t'} + C_n A_0 A_L e^{-\lambda_0 t'}, \quad (4.69)$$

para qualquer t' menor que t_{OFFN} , estando no pulso m :

$$A(t') = C_n A_0 (1 - A_L) e^{-\lambda_0 t'} + C_n A_0 A_L e^{-\lambda_0 t'} e^{+\lambda_0 \sum_{i=1}^m \Delta_i(t_{dur})} e^{+\lambda_0 \Delta_m(k)}, \quad (4.70)$$

E para $t' > t_{OFFN}$, simplesmente,

$$A(t') = C_n A_0 (1 - A_L) e^{-\lambda_0 t'} + C_n A_0 A_L e^{-\lambda_0 t'} e^{+\lambda_0 \sum_{i=1}^N \Delta_i t_{dur}}. \quad (4.71)$$

Portanto para seus números de núcleos, podemos descrever da simplesmente por, para $t' < t_{ON_1}$, antes dos lasers:

$$N(t') = N_0 (1 - A_L) e^{-\lambda_0 t'} + N_0 A_L e^{-\lambda_0 t'} \quad (4.72)$$

para qualquer t' menor que t_{OFFN} , estando no pulso m :

$$N(t') = N_0(1 - A_L)e^{-\lambda_0 t'} + N_0 A_L e^{-\lambda_0 t'} e^{+\lambda_0 \sum_{i=1}^m \Delta_i(t_{dur})} e^{+\lambda_0 \Delta_m(k)} \quad (4.73)$$

E para $t' > t_{OFFN}$, simplesmente,

$$N(t') = N_0(1 - A_L)e^{-\lambda_0 t'} + N_0 A_L e^{-\lambda_0 t'} e^{+\lambda_0 \sum_{i=1}^N \Delta_i t_{dur}}. \quad (4.74)$$

4.2.2 Conclusões, vantagens e desvantagens do modelo

Podemos notar que o modelo tem os mesmos problemas do modelo simples, com uma complicação maior para encontrar os valores de Δ_i . Entretanto, se o modelo representar mesmo que aproximadamente à realidade, será de grande ajuda, pois, desta forma a dependência temporal do Δ que omitimos no modelo simples, parcialmente é consertada já que teremos valores de Δ_i razoavelmente aproximados à realidade durante cada período de um pulso, transformando em quase uma função real do sistema. Entretanto, para descrever tal Δ_i em função do pulso, com precisão, é necessário utilizar de algo semelhante á equação 4.58, com a dependência de $E_{np}(E_e, \mu(m))$ em função de qual pulso se encontra, e da taxa de criação de nanopartículas, levando ainda em conta a queda que existe na intensidade dos lasers pela absorção das nanopartículas já criadas no líquido, mas caso consigamos descrever corretamente $E_{np}(E_e, \mu(m))$, será possível entender os fenômenos encontrados nos experimentos apenas utilizando este simples modelo.

No quesito de aplicabilidade, atualmente o modelo de pulso único é superior, mas tem maior probabilidade de conter erros, já que considera um Δ fixo (a dependência do tempo é absolutamente importante) durante toda a duração, já o modelo de pulsos múltiplos traria um Δ atualizado a cada início de pulso, o que faria da função $E_{np}(E_e, \mu(m))$ o mais próximo da realidade que o modelo pode chegar antes de ter uma dependência direta em t . Então, a maior desvantagem do modelo é a necessidade de vários valores para Δ s e também por herança do modelo simples, tem a extraordinariedade das variações nos canais de transição citados anteriormente, efeito este que precisa ser pesquisado melhor, em especial, experimentalmente.

4.3 MODELO DE PULSO ÚNICO DEPENDENTE DO TEMPO

Uma possível generalização do modelo de pulso único, é a dependência de Δ no tempo, entretanto, dependendo da forma como é descrito em função do tempo, os modelos matemáticos podem começar a deixar se serem analiticamente acessíveis, mas numericamente se aproximam a representar a realidade.

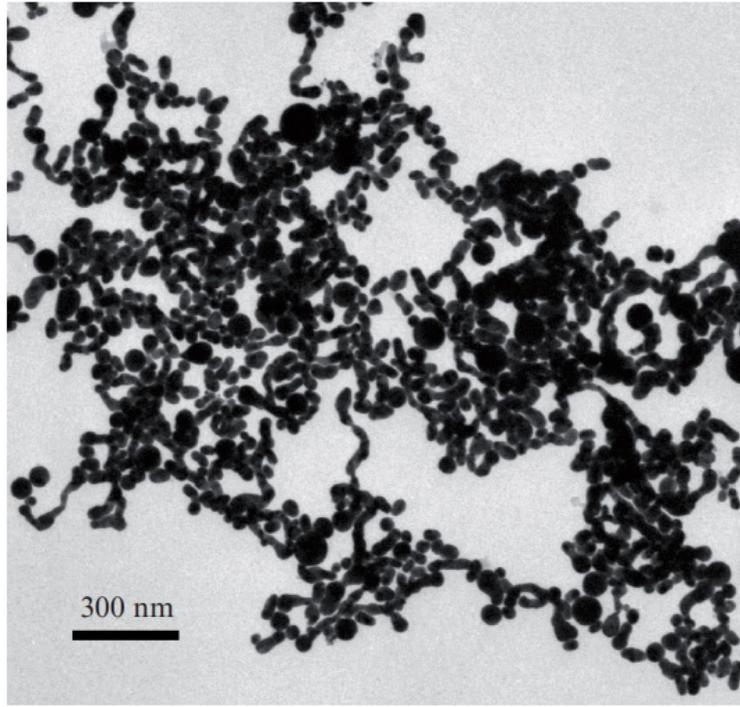


Figura 4.18: Nanopartículas de ouro formando colóides, geradas no líquido pelos pulsos de laser na presença sal de ^{137}Cs . Microscopia eletrônica de transmissão.²

Um modelo dependente do tempo pode suportar a criação das nanopartículas em função do tempo, e também a absorção da intensidade do laser pelas nanopartículas que se sedimentam no fundo do líquido após a formação de grandes colóides de nanopartículas². Como podemos analisar na figura 4.18, são formados grandes grupos de nanopartículas de ouro, efeito este que supostamente causa a sedimentação das nanopartículas no fundo do líquido e portanto ocorre uma maior absorção dos pulsos pelas nanopartículas sedimentadas, que o alvo sólido de onde as nanopartículas são geradas, resultando assim, uma função não-linear do tempo.

Para representar tal situação, de modo a se assemelhar ao máximo aos experimentos, propomos o modelo de forma semelhante ao de pulso único, tendo então, $\lambda(t)$ da forma:

$$\lambda(t) = \lambda_0 (1 - \Delta(t) [\Theta(t - t_{ON}) - \Theta(t - t_{OFF})]). \quad (4.75)$$

Agora com Δ dependente do tempo, e para descrever a criação das nanopartículas, e também sua sedimentação, utilizaremos no modelo uma função do tempo com potência de $t^{-1/2}$, selecionado de forma arbitrária, para supostamente reproduzir a competição dos efeitos de geração de nanopartículas, com a sedimentação e redução da intensidade recebida pelo alvo sólido gerador das nanopartículas, tal arbitrariedade tenta encontrar a melhor concavidade da curva para se ajustar ao experimento. Desta forma temos:

$$\Delta(t) = k_0 + k \cdot (t - t_{ON} + \delta)^{-1/2}, \quad (4.76)$$

²Figura reproduzida de [4] com permissão da autora, E. V. Barmina.

onde k_0 é o efeito das nanopartículas iniciais no líquido que contribuirão para $\Delta(t)$ sendo adimensional e k é o coeficiente de efeito das nanopartículas sendo criadas, e tem dimensão de $t^{1/2}$ (de forma a tornar adimensional como um todo), e por último, δ é apenas uma adição infinitesimal com unidade de tempo para prevenir divisão por zero, e seu valor tende a 0, tendo então, o $\Delta(t)$ adimensional por completo, assim como no caso do modelo de pulso único.

A interpretação deste modelo ainda é de um pulso apenas, com duração longa desde o momento de quando o laser é ligado, ao momento quando é desligado, entretanto o efeito dos pulsos de laser não são mais constantes, e dependem do tempo da forma descrita pelo $\Delta(t)$. As generalizações feitas para o modelo de pulso único podem todas serem reproduzidas a este modelo de forma similar.

Aplicando estas definições de $\Delta(t)$ e $\lambda(t)$, e lembrando que continua válida a equação:

$$N(t) = N_0 e^{-\int_0^t \lambda(t') dt'}. \quad (4.77)$$

Podemos descrever a função número de núcleos aplicando em cada respectivo limite, e também, para a atividade, no respectivo canal, utilizando a condição de contorno de forma similar ao modelo de pulso único temos:

$$C'_n = \frac{C_n}{1 - \Delta(t)}. \quad (4.78)$$

Portanto para descrever a atividade em um canal específico durante os pulsos de laser temos:

$$A(t) = C'_n N(t) \lambda(t) = \frac{C_n N(t) \lambda(t)}{1 - \Delta(t)}. \quad (4.79)$$

Dado que, este canal C_n não seja um novo canal criado durante os pulsos de laser, ou, caso o que esteja ocorrendo seja uma preferência por um canal específico, não seja este canal específico (que não seja o canal que está sendo preferenciado pelo sistema). Por exemplo, para o ^{137}Cs , se o fenômeno estiver preferenciando o canal de transição direto, isto é, o estado fundamental do ^{137}Ba sem nenhuma emissão γ , esta relação não pode ser verdadeira, como discutido previamente no modelo de pulso único; entretanto, caso o fenômeno seja a criação de um novo canal de transição, a relação é verdadeira para todos os canais existentes antes dos pulsos de laser.

Então, conseguimos chegar na relação para a atividade durante os pulsos de laser em um canal específico C_n ,

$$A(t) = \frac{C_n \lambda(t) N_0 e^{-\int_0^t \lambda(t') dt'}}{1 - \Delta(t)}. \quad (4.80)$$

Como descrito no início do capítulo, este modelo será com a matemática parcial (sem a demonstração do desenvolvimento do modelo), sendo aplicado apenas numericamente por softwares para analisar quão próximo dos experimentos tal modelo se compara. Para aplicar o modelo basta definir tudo conforme mencionado acima, com os dados experimentais de cada elemento, ajustando posteriormente as constantes k_0 e k com os dados experimentais. Como medida comparativa, faremos a aplicação do modelo no ^{137}Cs , vamos considerar $k_0 = 0$, isto é, considerar que não há nanopartículas no líquido, para deixar apenas k como parâmetro do modelo.

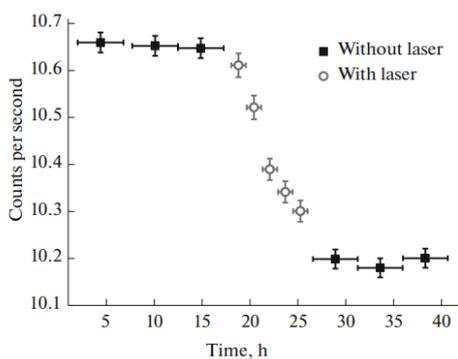


Figura 4.19: Efeito das nanopartículas (Au) na atividade na faixa 661 keV, proveniente do ^{137}Cs . Repetição de imagem do segundo capítulo.¹

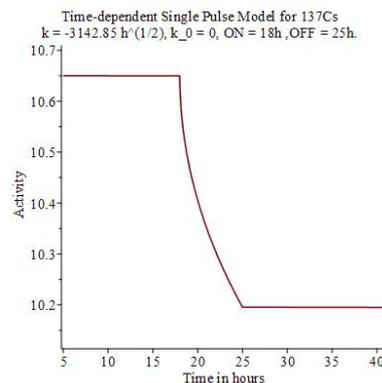


Figura 4.20: Aplicação do modelo de pulso único dependente do tempo, sem nanopartículas iniciais, para a figura 4.19, no canal 661 keV.

A figura 4.19 nos mostra que mesmo com o modelo mais robusto, ainda há coisas que estamos desprezando. Uma possibilidade que estamos desprezando, é que para a criação de colóides, é necessário haver uma certa densidade de nanopartículas, caso contrário a interação laser-nanopartícula não alcançará outras nanopartículas, e com isto não formarão colóides, mas se manterão nanopartículas separadas, portanto uma função do tempo como descrito não deve ser suficiente, pois a competição entre a criação das nanopartículas e a formação de grandes colóides não existe desde o início, mas após um certo tempo quando atingido tal densidade.

Pelo simples fato de ser uma generalização do modelo de pulso único, se torna muito mais simples a adaptação do modelo para mais efeitos como o de volume irradiado (A_L), e também para o de múltiplos pulsos, e por último, a dificuldade deste modelo se torna em entender na realidade como k e k_0 se comportam para cada nanopartícula, e para cada taxa de geração das nanopartículas pertinentes às frequências de laser e intensidades dos pulsos; haverá ainda uma dependência em cada material de nanopartícula, já que cada material tem diferentes configurações em suas estruturas atômicas, para a ablação do laser nos sólidos geradores das nanopartículas.

4.3.1 Conclusões, vantagens e desvantagens do modelo

O modelo de pulso único dependente do tempo, herda a mesma explicação para o fenômeno do modelo simples, ou está ocorrendo uma ampliação de algum canal específico, mantendo os demais canais constantes, ou há a criação de um novo canal de transição aberto durante os pulsos de laser, ampliados pelas nanopartículas. A conclusão final de qual está ocorrendo tem por obrigação a necessidade de mais dados experimentais, para analisar as energias dos elétrons ejetados (espectroscopia beta) e ter o total espectro nas radiações γ para checar exatamente o que está ocorrendo. Uma possibilidade é a criação de um novo canal ligado, pelos elétrons que interagem com as nanopartículas, adquirindo altíssimas energias, suficientes para parcialmente ionizar os núcleos, e pela vacância gerada através da ionização cria-se o novo canal de estado ligado, e, portanto aumentando drasticamente os valores de $\lambda(t)$. A desvantagem do modelo é a crescente complexidade toda vez que tentamos acrescentar algum mecanismo antes ignorado, e a ausência de dados experimentais provenientes dos artigos mencionados, para a construção de melhores modelos fenomenológicos.

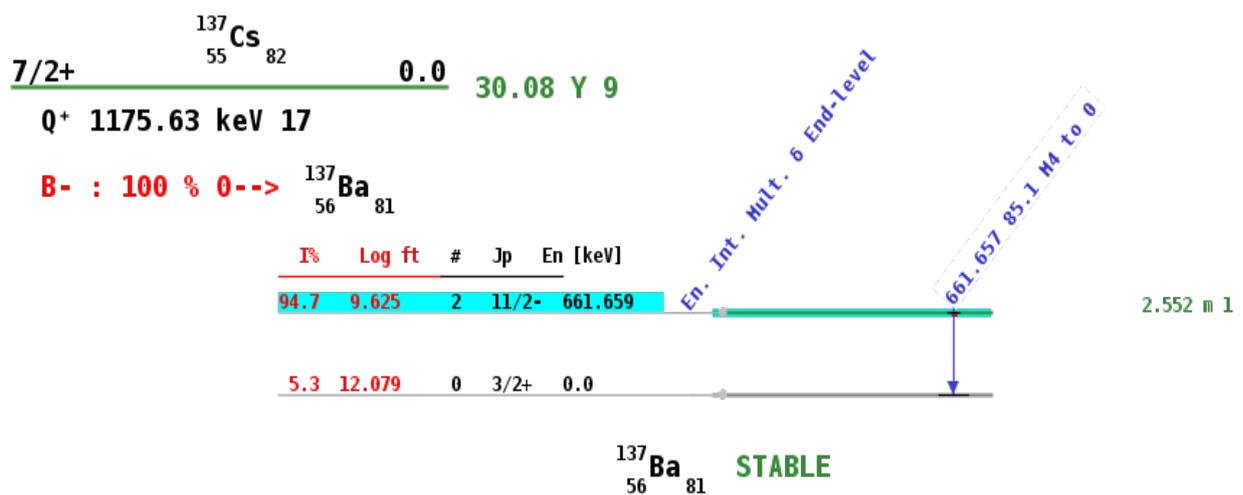


Figura 4.21: Canal de transição que chamamos de C_1 do radioisótopo ^{137}Cs destacado em azul. ^{137}Cs se transmuta em ^{137}Ba excitado no estado de energia 661,659 keV, posteriormente emitindo esta energia em radiação γ .¹

4.4 MODELO DE TRANSIÇÃO DIRETA

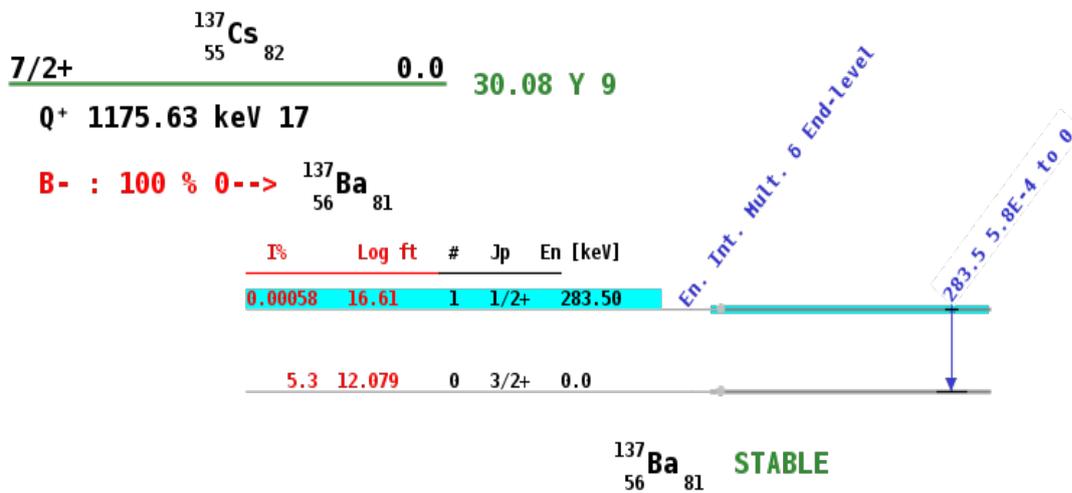


Figura 4.22: Canal de transição que chamamos de C_2 do radioisótopo ^{137}Cs destacado em azul. ^{137}Cs se transmuta em ^{137}Ba excitado no estado de energia 283,50 keV, posteriormente emitindo esta energia em radiação γ .¹

O modelo com efeitos menos extraordinários seria o de transição direta. Este modelo implica que a queda na atividade encontrada é atestada por um incremento na taxa de decaimento, porém, no canal de transição direto, isto é, por exemplo no caso do ^{137}Cs , ele naturalmente teria 5,3% de probabilidade de decair direto para o ^{137}Ba no estado fundamental (C_3), sem nenhuma emissão de fótons γ . Caso esta porcentagem fosse aumentada por algum motivo durante os pulsos de laser, seria suficiente para explicar a ausência de um pico na atividade dos experimentos, já que em todos os experimentos citados a atividade era mensurada apenas por detector de radiação γ , e não por espectrômetro de decaimento beta, pela dificuldade que os elétrons ejetados teriam de sair do líquido para chegar nos detectores. Um fato importante é que, no exemplo do ^{137}Cs , existem três canais de transição, dois emitem radiação γ , e, de acordo com o coautor do [3], G. A. Shafeev, eles captaram as radiações de 30 keV até 2000 keV, embora os gráficos de seu artigo mostre apenas na faixa do 661 keV (C_1) para o ^{137}Cs , podemos inferir que se houvesse um incremento no pico da transição 283 keV (C_2), eles com certeza o teriam notado, isto implica que não houve grande incremento no segundo canal de transição, na margem de erro do detector, logo não é suficiente dizer que há uma mudança do primeiro canal (C_1) para o segundo (C_2) para explicar tal queda na detecção da atividade do pico 661 keV (C_1).

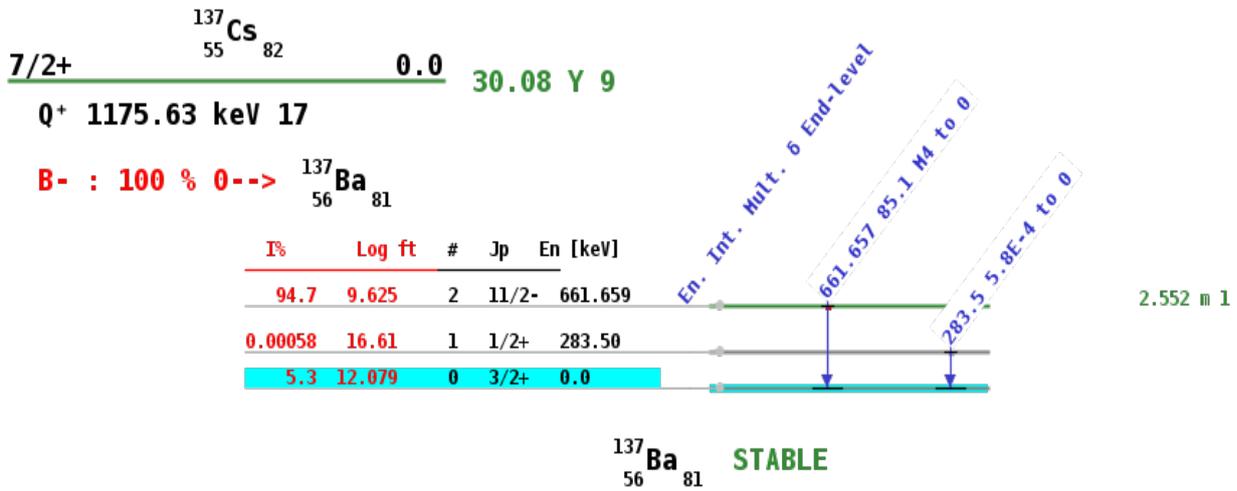


Figura 4.23: Canal de transição que chamamos de C_3 do radioisótopo ^{137}Cs destacado em azul. Sua ocorrência não há emissão γ , pois o ^{137}Cs se transmuta em ^{137}Ba no estado não-excitado.¹

É importante ressaltar que $C_1(661) + C_2(283) + C_3(\text{Direta}) = 1$ (representados pelas figuras 4.21, 4.22 e 4.23 respectivamente), e que se a queda fosse apenas uma troca de canal de transição durante o laser, ao fim do laser, deveria-se voltar a situação inicial nas proporções de transição usuais. Portanto, o que entendemos é que, durante os pulsos de laser, para este modelo explicar a situação, há uma mudança nos coeficientes de cada transição C_1, C_2, C_3 , que supomos neste modelo, preferenciar o C_3 já que não foi detectado incremento no C_1 . Logo, como não foi detectado um acréscimo também em C_2 , vamos supor que ele se manteve constante, e desta forma temos,

$$C_1 + C_3 = 1 - C_2 \tag{4.81}$$

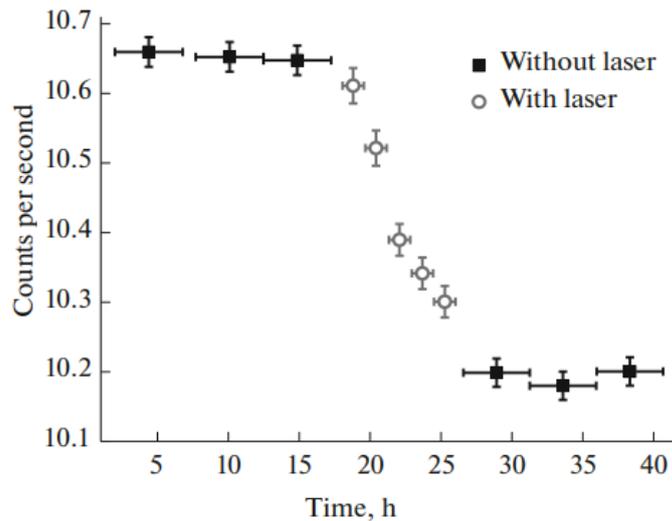


Figura 4.24: Efeito das nanopartículas (Au) na atividade na faixa 661 keV, proveniente do ^{137}Cs . Repetição de imagem do segundo capítulo.¹

Apenas de modo a ter uma noção de quanto C_1 variou, utilizaremos novamente da figura 4.24, para inferir qual variação houve. Se dividirmos a atividade no momento em que se desligou o laser, pelo momento em que se ligou, teremos grosseiramente, $P = 10,2/10,65 = 0,958$, então, podemos dizer que, se não estivesse havendo incremento em $\lambda(t)$ (isto é, num modelo em que há apenas a troca dos canais, com λ constante) que o tanto que diminuiu C_1 , aumentou C_3 . Desta forma aplicando os valores de porcentagens comuns, e desta diferença, descobriremos o novo C_3' .

O C_1' variou da forma,

$$C_1' = C_1 \cdot P = C_1 \cdot 0,958 = 0,907226 \quad (4.82)$$

e com isto, utilizando do fato das somas dos canais resultarem em 1, encontramos,

$$C_3' = 1 - C_2 - C_1 \cdot P = 1 - 0,0000058 - 0,947 \cdot 0,958 = 0,0927682, \quad (4.83)$$

onde utilizamos das figuras 4.21,4.22 e 4.23 para deduzir as constantes C_1, C_2 e C_3 . Logo se o fenômeno todo for apenas a troca de canal de transição, haveria o incremento da porcentagem C_3 de 5,3% para 9,27% nas transições diretas, e a redução de C_1 de 94,7% para 90,7%, e também tal efeito não poderia acabar após os pulsos de lasers, tendo esta nova porcentagem durante muito tempo, onde não sabemos quando ou, se algum momento voltaria ao normal (caso contrário, voltaria ao normal após o fim dos mesmos). Ainda, este efeito não aconteceria somente por estar próximos das nanopartículas (já que neste experimento, há coloides de nanopartículas de ouro, submersos no líquido antes de iniciar os pulsos de laser e não há alterações nesta situação), haveria de ser na presença das nanopartículas com os pulsos de laser, sendo os pulsos algo obrigatório para ocorrer tal efeito, o que implica em algum fenômeno de 'ligação' entre as nanopartículas e os núcleos que só é criada através dos pulsos de laser, e que seria responsável por alterar as probabilidades de cada canal de transição, no nosso caso em especial do C_1 e C_3 .

4.4.1 Conclusões, vantagens e desvantagens do modelo

Portanto, neste capítulo, temos a hipótese para explicar o fenômeno, um tipo de 'ligação' na qual muda a probabilidade do canal de transição de C_1 para C_3 , e que mantém esta mudança posteriormente aos pulsos de laser, como se fosse criado uma ligação entre as nanopartículas e os isótopos, estritamente criada durante os pulsos de laser, ou, o que o modelo de pulso único previa, que era um incremento na taxa de decaimento durante os pulsos de laser, em conjunto a mudança do canal de transição (Ou a geração de um novo canal, em conjunto com o incremento). A vantagem deste simples modelo é que não prevê a criação de novos canais, mas ainda deixa a desejar no que poderia causar tal 'ligação' entre núcleos-nanopartículas.

Tudo que seria necessário fazer para testar tais coisas seriam utilizar de um experimento que envolvesse as nanopartículas e os lasers com um detector de espectroscopia beta, desta forma poderíamos ver exatamente se há esta conversão de transição de um canal para outro, e não

somente isto, seria interessante para podermos notar as energias finais dos elétrons ejetados, de forma a notar se a sua distribuição cinética muda, na presença das nanopartículas. Caso houvesse mudanças nas energias cinéticas dos elétrons, implicaria em mudanças na integral de Fermi, e também, na função de Fermi, e ainda, nos limites de integração da integral de Fermi, que até então, parece ser a situação mais coerente.

4.5 MODELO LAMBDA REDUZIDO

Como já tratamos das possibilidades do incremento do incremento das taxas de decaimento e também ao manter constante (alterando apenas os canais de transição) o valor de $\lambda(t)$, nos falta então representar como poderia ocorrer os efeitos no sistema, pela redução de $\lambda(t)$. Para tal, faremos um modelo semelhante ao de pulso único, iniciando por propor um simples modelo de $\lambda(t)$.

$$\lambda(t) = \lambda_0 (1 - \Delta(t) \cdot \Theta(t - t_{ON})). \quad (4.84)$$

A forma proposta se difere do modelo de pulso único por supor inicialmente, que por se tratar de uma redução (aqui, o $\Delta(t)$ é sempre positivo), se fosse escrito exatamente como o modelo de pulso único, ao fim dos lasers deveria-se voltar a forma inicial (como no modelo de transição direta), então para que isto não ocorra, e, supondo uma redução do valor de $\lambda(t)$, a única maneira é que haja uma alteração nos núcleos de forma 'permanente' (a princípio, nas escalas de tempo medidas nos experimentos).

Outra grande mudança é que o Δ agora é função do tempo, e para representar a criação das nanopartículas pelos pulsos, e também, considerar as nanopartículas já existentes no líquido ao início (caso tenha alguma, no experimento), propomos a seguinte forma para o $\Delta(t)$:

$$\Delta(t) = [k_0 + k(t - t_{ON})] \cdot (1 - \Theta(t - t_{OFF})) + [k_0 + k(t_{OFF} - t_{ON})] \cdot \Theta(t_{OFF}). \quad (4.85)$$

Onde o $\Delta(t)$ tem seu primeiro termo crescente em função do tempo, durante o laser, e o segundo termo representa após o término dos lasers, que considera não haver mais alteração em $\Delta(t)$. k_0 é o efeito que as nanopartículas iniciais no líquido fariam em $\lambda(t)$, sendo adimensional (já que o $\Delta(t)$ é adimensional), e o k representa o efeito da taxa de geração de nanopartícula no líquido, tendo dimensão $1/t$. Embora a definição possa parecer um pouco complicada, ao separar nos dois limites de tempo (durante e depois dos lasers), o momento em que o laser é ligado apenas as nanopartículas já no líquido tem efeitos, e proporcionalmente ao tempo, são criadas nanopartículas que tem o efeito k vezes o tempo que já se passou desde o ligamento do laser, e ao desligar o laser o crescimento cessa. Entretanto haverá as nanopartículas criadas no líquido, e como este modelo prevê que haja alguma coisa posterior aos lasers que impede o sistema de voltar

a forma inicial (com a atividade normal), o $\Delta(t)$ se torna constante para quaisquer momentos após o fim do laser, considerando que todo o efeito do laser é criar as nanopartículas e 'ligá'-las de alguma forma aos núcleos, tornando o efeito permanente após o fim dos lasers.

Para facilitar o desenvolvimento, podemos separar os deltas nos três momentos, antes, durante e após os lasers, da seguinte forma,

Antes:

$$\Delta(t) = [k_0 + k(t - t_{ON})]. \quad (4.86)$$

que não é utilizado, já que a função de $\lambda(t)$ continua sendo apenas λ_0 antes dos pulsos.

Durante os pulsos:

$$\Delta(t) = [k_0 + k(t - t_{ON})]. \quad (4.87)$$

Após o fim dos pulsos:

$$\Delta(t) = [k_0 + k(t_{OFF} - t_{ON})]. \quad (4.88)$$

com estas informações, podemos simplesmente aplicar na equação 3.23, com a solução conhecida:

$$N(t) = N_0 e^{-\int_0^t \lambda(t') dt'}, \quad (4.89)$$

que totalmente descreve o número de núcleos facilmente nos intervalos respectivos. Aplicando o que propomos para $\lambda(t)$ e $\Delta(t)$ temos:

Para o primeiro intervalo (antes dos lasers, $t < t_{ON}$):

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda_0 t}, \quad (4.90)$$

para $t > t_{ON}$ e $t < t_{OFF}$ que significa, durante o laser:

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda_0 t} e^{+\lambda_0 \int_{t_{ON}}^t k_0 + k(t' - t_{ON}) dt'} \quad (4.91)$$

e resolvendo a integral no exponencial, podemos encontrar:

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda_0 t} e^{+\lambda_0 k_0 (t - t_{ON})} e^{+\frac{\lambda_0 k (t^2 - t_{ON}^2)}{2}} e^{-\lambda_0 k t_{ON} (t - t_{ON})}. \quad (4.92)$$

E finalmente, para tempos posteriores ao fim do laser temos:

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda_0 t} e^{+\lambda_0 \int_{t_{ON}}^{t_{OFF}} k_0 + k(t' - t_{ON}) dt'} e^{+\lambda_0 \int_{t_{OFF}}^t k_0 + k(t_{OFF} - t_{ON}) dt'} \quad (4.93)$$

que, resolvendo as integrais encontramos:

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda_0 t} e^{+\lambda_0 k_0 (t-t_{ON})} e^{+\frac{\lambda_0 k (t_{OFF}^2 - t_{ON}^2)}{2}} e^{\lambda_0 k (t_{OFF} - t_{ON}) \cdot [t - t_{OFF} - t_{ON}]}. \quad (4.94)$$

Podemos notar que o número de termos cresce rapidamente em comparação com o simples modelo de pulso único, e é de se esperar, pois temos intrinsecamente mais efeitos que o modelo de pulso único, já que as nanopartículas são criadas durante os pulsos e interagem com os núcleos, já o modelo de pulso único considera que todos já estão criados no momento que o laser é ligado (errôneo, mas simplifica a matemática do sistema), tratando do $\Delta(t)$ como um valor médio. Para conseguirmos encontrar a atividade basta multiplicar a função número de núcleos por $\lambda(t)$, em cada respectivo intervalo.

Neste modelo, ao analisarmos os experimentos, se tentarmos descrever cada canal de transição, em cada respectivo intervalo, há também o mesmo resultado para C_n que vimos no modelo de pulso único:

$$C'_n = \frac{C_n}{1 - \Delta(t)}. \quad (4.95)$$

Entretanto, como sabemos que caso o fenômeno seja uma redução em todos os canais (portanto reduzindo o valor de $\lambda(t)$), sem o desligamento de algum dos possíveis canais de transição, a única forma que os coeficientes se mantenham constantes (já que, caso não se mantenham constantes, este termo da equação 4.95 anulará o multiplicativo de $\lambda(t)$ suprimindo a queda da atividade encontrada nos experimentos), é se todos os canais reduzirem na mesma proporção, desta maneira, qualquer canal C_n se manterá com o seu valor igual em todos os intervalos, e, na situação da redução da taxa de decaimento, é plausível que todos os canais estejam recebendo esta redução equivalentemente (todos reduzindo pelo fator $(1 - \Delta(t))$), podendo descrever da forma:

$$C'_n(t) = \frac{\lambda_n(1 - \Delta(t))}{\sum_{i=1}^m \lambda_i(1 - \Delta(t))} = C_n. \quad (4.96)$$

implicando que, para qualquer intervalo,

$$C'_n = C_n. \quad (4.97)$$

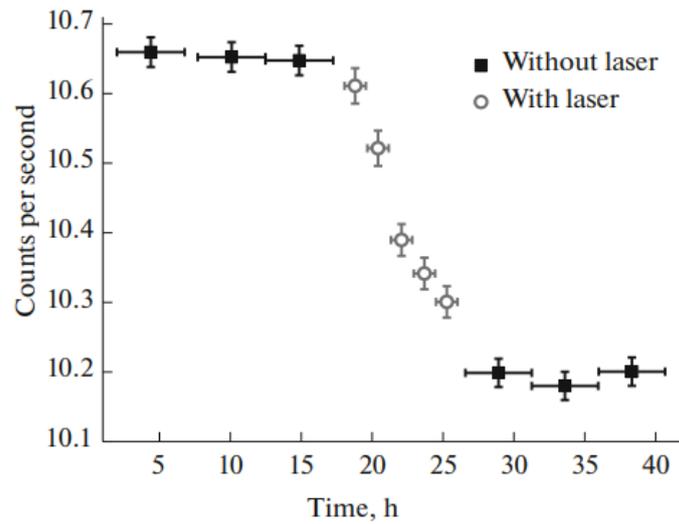


Figura 4.25: Efeito das nanopartículas (Au) na atividade na faixa 661 keV, proveniente do ^{137}Cs . Repetição de imagem do segundo capítulo.¹

Então considerando esta hipótese, podemos para o nosso exemplo do ^{137}Cs , com nanopartículas existentes previamente aos pulsos de laser, da figura 4.25, vamos aplicar o modelo lambda reduzido, para analisar como se assemelha ao resultado experimental.

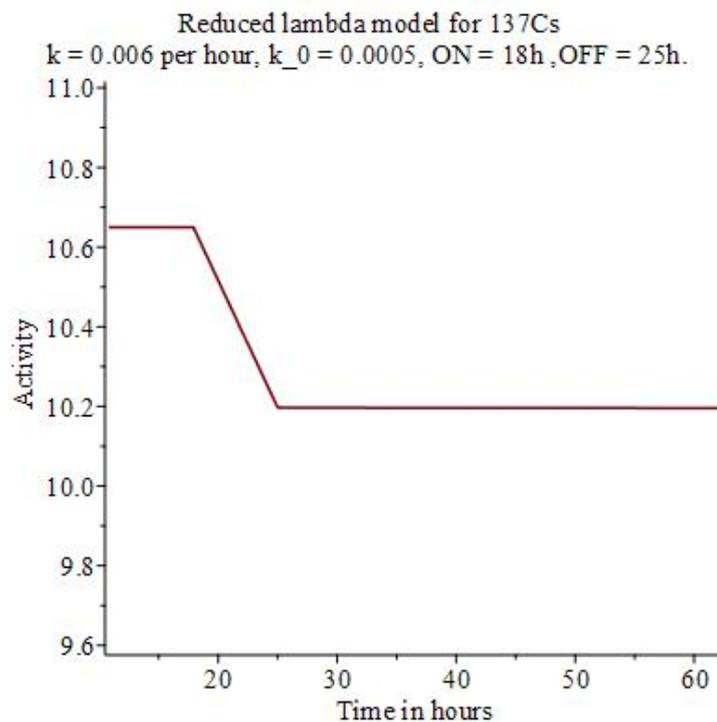


Figura 4.26: Modelo lambda reduzido, aplicado para a figura 4.25. Os valores de k e k_0 pelas informações que são dadas nos experimentos, são muito arbitrárias, pois não temos como saber qual é a taxa de criação de nanopartículas, nem quantas nanopartículas existiam inicialmente, pela ausência destas informações nos artigos experimentais citados.

A figura 4.26 consegue representar de forma razoável quão próximo da realidade este modelo

é, e embora revele as mesmas características encontradas no experimento, supomos coisas que talvez não sejam a realidade, em especial sobre a alteração (redução) de $\lambda(t)$ ser equivalentemente distribuída entre todos os canais, de forma a manter constante as proporções dos canais conhecidos, sem o desligamento de algum canal já existente, e além disto, existe o problema que o modelo prevê mudanças em $\lambda(t)$ permanentes, que se assemelham aos problemas do modelo de transição direta, pois alguma reação entre as nanopartículas-laser-núcleos criaria-se uma ligação entre as nanopartículas-núcleos de forma a continuar reduzindo até mesmo após o fim dos pulsos, sugerindo alguma alteração a nível fundamental nos núcleons dos radioisótopos.

4.5.1 Conclusões, vantagens e desvantagens do modelo

O modelo da redução do lambda prevê o resultado final semelhante ao encontrado no modelo de pulso único, partindo de pressupostos completamente diferentes, sendo também uma possível explicação para o experimento. Entretanto, para ser descrito como na figura do capítulo, foi necessário supor que os canais de transição todos reduziram na mesma proporção, e que nenhum canal foi desligado durante o processo. Em especial para o exemplo do ^{137}Cs , seus três canais deveriam se manter exatamente na mesma proporção, reduzindo a atividade detectada em todos os canais de forma semelhante.

Outro problema previsto no modelo, envolve a obrigação de existir um tipo de 'ligação' dos isótopos com as nanopartículas, criadas pelos pulsos de laser, de forma semelhante ao modelo de transição direta, que não pode ocorrer apenas pela presença das nanopartículas nas proximidades dos núcleos, mas que surge apenas durante os pulsos de laser, e (pelo modelo) cria-se esta ligação por tempo indeterminado.

Esta quantidade de hipóteses para adequar-se ao experimento, sugere que não seja isto o que está ocorrendo, embora seja uma possível explicação, requer muitas peculiaridades que provavelmente não remetem a realidade, portanto este modelo não deve representar o fenômeno. Porém, apenas com mais informações experimentais poderíamos refutar por completo a construção deste modelo como algo representativo à realidade.

4.6 LENR: UMA POSSÍVEL EXPLICAÇÃO.

Outra possível forma de repetir os efeitos dos experimentos, seria se algum efeito estivesse 'removendo' núcleos permanentemente, durante os pulsos de laser auxiliados pelas nanopartículas. Suponha que exista algum efeito que é auxiliado pelas nanopartículas e pelos lasers, da forma como mencionamos anteriormente, com as amplificações dos campos elétricos nas redondezas das nanopartículas, se este efeito causar alguma redução dos possíveis núcleos que podem decair, teríamos uma redução na atividade em todos os canais de transição.

Utilizemos novamente, do exemplo do ^{137}Cs , podemos imaginar, como um experimento men-

tal, um bombardeio de nêutrons, em conjunto aos lasers e as nanopartículas; alguns dos nêutrons poderiam ser absorvidos se emitidos com as energias de ressonância para captura de nêutrons, que alteraria o número de núcleos de ^{137}Cs , já que teríamos ^{138}Cs e, para cada vez que houvesse esta absorção de nêutron, o número de núcleos de ^{137}Cs reduziria-se em 1, reduzindo a atividade γ do ^{137}Ba como um todo, sem alterar a taxa de decaimento do elemento ^{137}Cs . Claro, neste experimento mental que criamos, seria necessário que houvesse um bombardeio de nêutrons com energias cinéticas ressonantes para a captura de nêutrons do ^{137}Cs , portanto não estamos supondo que isto esteja ocorrendo, mas este experimento mental nos abre para a possibilidade de que, se qualquer reação nuclear estiver acontecendo por mediação das nanopartículas auxiliadas pelos pulsos de laser, alterando o ^{137}Cs para qualquer outro nuclídeo, em todas as faixas de radiação do ^{137}Cs , haverá uma queda na atividade pertinente a tal efeito.

Se a redução 'P' do capítulo sobre a transição direta, fosse na verdade um efeito de reações nucleares semelhante aos bombardeios de nêutrons, para a figura 4.24, deduziríamos para esta situação, que após o fim dos pulsos o número de núcleos teria se reduzido proporcionalmente em 'P' vezes. Lembrando que 'P' é proveniente das proporções grosseiras da atividade antes e depois dos lasers, e então, diríamos que o efeito da dita reação nuclear seria, para esta duração de 7h de pulso seria reduzir o número de núcleos em 4,2%.

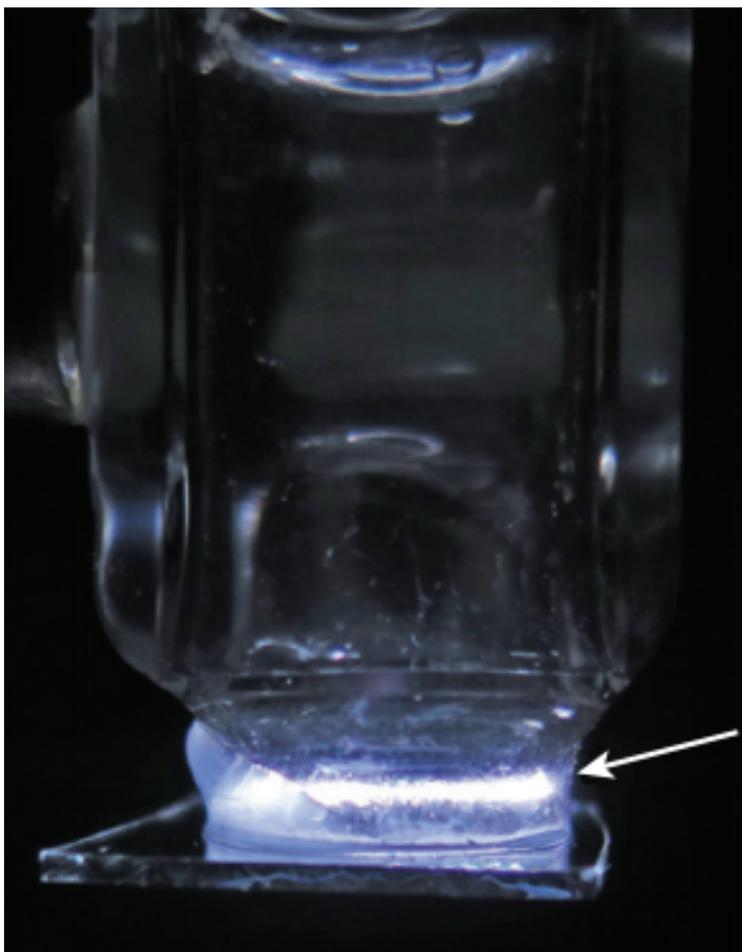


Figura 4.27: Anel de plasma criado pelos pulsos de laser, a flecha mostra o local do anel. O diâmetro do anel era de 8 mm. Imagem republicada.²

Entretanto, de onde poderia vir qualquer reação nuclear que fizesse tal coisa? Não há como haver fissão nuclear neste caso, não existe motivo para surgirem nêutrons ressonantes em especial somente durante os pulsos de laser, e fusão nuclear sabemos que exige altíssimas temperaturas e altíssimas pressões..., mas recentemente começaram a tratar de casos em que parecem ocorrer reações nucleares de baixas energias 'LENR' ou '*Low energy nuclear reactions*', que liberam calor e transmutam elementos, embora ainda sejam hipóteses, iremos sugerir uma possível explicação. Sabemos que nos experimentos na criação das nanopartículas, há criação de plasma no líquido, como podemos ver da imagem 4.27, e talvez isto seja suficiente para quebrar as moléculas de água, e ionizar as partículas de hidrogênio, sendo então efetivamente, prótons, e para o caso específico do Césio, poderíamos ter alguma reação como:



onde não sabemos se a situação seria endotérmica ou exotérmica, já que se trata de um próton se aproximando de um núcleo que também tem carga positiva, pode ser que a energia seja utilizada para formar a ligação, e a energia que naturalmente seria emitida por decaimento β seja consumida na reação, ou ainda sobre parte desta energia, por isto colocamos o símbolo ' \pm '. E, pelo fato do ^{138}Ba ser estável, não captaríamos nenhum decaimento radioativo, exceto talvez alguma radiação γ , caso o ^{138}Ba seja formado em forma meta-estável (excitado), além disto, como no experimento existe uma circulação de água no lado exterior do cilindro em que os radioisótopos se encontram, as temperaturas são mantidas aproximadamente constantes, sendo difícil detectar incrementos ou reduções de temperatura proveniente de tais reações.

A principal coisa seria entender que a junção dos efeitos, ionização e quebra de algumas moléculas de água, com a amplificação dos campos elétricos nas redondezas das nanopartículas, possam ajudar a blindar os campos elétricos de repulsão que normalmente seriam encontradas entre o ^{137}Cs e um próton, reduzindo a interação de repulsão e talvez, possibilitando tal efeito de LENR.

4.6.1 Conclusões, vantagens e desvantagens do modelo

Embora seja uma das possibilidades que causaria os fenômenos encontrados nos experimentos, nós não temos com as informações experimentais que são dadas pelos artigos e algumas extras, dadas pelos próprios autores de alguns artigos dos experimentos, como afirmar e nem discordar que o efeito é de fato 'LENR', além de ser uma área de pesquisa que somente voltou a tona nos últimos 8 anos, com as máquinas 'E-CAT' (Energy Catalyzers) [26], entretanto, vários grupos de pesquisadores ainda não conseguem reproduzir o feito, portanto, LENR ainda se encontra numa situação inconclusa. Então, caso futuramente o 'LENR' comece a ser provado como um fenômeno real, podemos voltar neste ponto para tentar explicar a situação utilizando 'LENR'.

A vantagem desta explicação é que embora o 'LENR' caso exista, provavelmente é muito complexo, a breve análise que fizemos aqui, facilmente pode ser aprimorada para explicar a situação encontrada nos experimentos, levando-se em conta a criação de novos núclídeos pertinentes as reações nucleares, mediadas pelas nanopartículas e os lasers que estariam possibilitando o acontecimento do fenômeno. Experimentalmente poderíamos confirmar ou refutar esta explicação por algum radioisótopo no qual 'absorvendo' um próton, se transforme em outro elemento radioativo que tenha um decaimento γ , de forma a começar detectar radiação γ que previamente não era captado antes dos pulsos de lasers, mas que durante e após, surgiria nos detectores. Outra maneira no nosso exemplo específico, seria fazer uma espectroscopia de massa, para procurar pela proporção de ^{138}Ba antes dos lasers, e após de tal, caso houvesse um incremento, significaria fortemente que alguma classe de reação nuclear ocorreu.

5 CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS DE PESQUISA

Inicialmente nossa busca por uma maneira de alterar os decaimentos radioativos, surgiu ao entender que similarmente a situação dos elétrons ejetando fótons na eletrosfera ao mudar para um estado de menor energia, pensamos na hipótese de repetir efeito semelhante ao que ocorre nos lasers, mas para elementos radioativos. Portanto, a primeira busca era meramente por 'simetria' da natureza, entretanto, as pesquisas experimentais dos autores citados aqui, mostraram que existem efeitos que alteram os decaimentos radioativos em β e provavelmente em α , e por simetria ao caso dos elétrons, sabendo que os decaimentos γ são provenientes das mudanças de estados quânticos dos núcleons, supomos que algum dia a humanidade irá conquistar um controle maior também dos decaimentos γ , talvez de forma semelhante a como utilizam dos lasers.

Esta busca pela possibilidade de alterar os decaimentos radioativos, em geral, é na intenção de auxiliar o progresso científico no controle de uma das coisas que temos menos controle, radioatividade. Embora tenhamos tão pouco controle, hoje em dia é notável que para grande parte da comunidade científica não haja o que fazer para aumentar tal controle, mas, estes experimentos demonstram exatamente o contrário, que, na verdade estamos ignorando vários fatores que embora raros, são capazes de alterar o que alguns aceitam como imutável (os coeficientes de decaimento).

As áreas que vão se beneficiar caso nos aprofundemos nesta área de pesquisa são imensas, variando dentre áreas como nosso básico entendimento de datação de ^{14}C e as demais formas de datações radioisotópicas, como tratamento dos materiais que temos que jogar fora por terem meias-vidas muito longas e serem perigosos a saúde e, ao ambiente. Com um controle maior poderíamos transformar estes lixos em coisas úteis, como, por exemplo ter uma nova via de criação de nuclídeos de interesse, além de fissão, ativação por absorção de nêutron, poderíamos utilizar de algum nuclídeo pai que tenha sua cadeia de decaimento lenta, e alterarmos para aplicação onde o nuclídeo filho seja de interesse, como, por exemplo, na física médica, em especial nas áreas que exigem tratamentos ou diagnósticos com materiais radioativos.

Embora nosso desenvolvimento aqui não seja suficiente para deixar claro o que realmente está ocorrendo nos experimentos (embora seja muito provável que seja o incremento da taxa de decaimento), seja lá um aceleração radioativo mediado por novos canais, ou o aceleração de um canal em específico, ou um retardamento radioativo, ou ainda um novo quase estável estado, é suficiente para evidenciar que nossa busca pelo entendimento dos decaimentos β está longe de ser completa. Devemos continuar tentando entender como as nanopartículas em junção com os lasers são capazes de alterar os decaimentos β , de forma que, quando entendermos de verdade, utilizar nos demais experimentos citados neste texto, nos quais há uma mistura de decaimento α e β . Portanto, assim que compreendermos de maneira melhor os β , estaremos a caminho de começar a entender melhor como alterar o decaimento α , então, tais pesquisas não devem cessar até que entendamos melhor fundamentalmente cada tipo de decaimento, e daí possamos corrigir nossos

entendimentos onde necessários, por exemplo na datação com ^{14}C , já que possa existir casos em que a natureza sozinha reproduza efeitos semelhantes aos experimentos com nanopartículas e os lasers.

Ainda sobre as aplicações caso consigamos algum dia controlar os decaimentos γ , e consigamos excitar núcleos manualmente, teremos efetivamente criado baterias nucleares, que com certeza armazenarão muito mais energia que as clássicas baterias, já que poderemos alterar os decaimentos γ para terem menor meia-vida quando queremos que liberem sua energia, e aumentar as meias-vidas quando queremos que sejam mantidas estocadas. Então, a quantidade de aplicações que podem ser criadas ao aprimorarmos o nosso conhecimento de todas as classes de decaimento, são efetivamente inimagináveis.

Os modelos nos garantem apenas um direcionamento de onde buscar as mudanças necessárias para obter-se o maior controle dos decaimentos β , em especial no modelo simples de pulso único, importantemente nos mostra que tratar-se de uma variação em $\lambda(t)$ é suficiente para mudar todo o procedimento comum que sabemos de decaimentos radioativos β . Nos modelos, apenas a definição do $\lambda(t)$, implicou em resultados que só podem ser explicados por uma alteração nos canais de transição, ou um novo canal existente apenas durante os pulsos de laser, efeito este que hoje, não é conhecido, embora tenha uma pequena semelhança com os experimentos de ionização e os de eletro-explosão.

Outros modelos preveem outras coisas não-naturais como, por exemplo no caso do modelo com mudanças nos canais de transição, requer uma mudança nos canais permanentemente (a princípio, claro que os experimentos não mediram por períodos tão longos), fato que caso esteja ocorrendo, existe um outro problema a ser resolvido, pois, apenas a presença das nanopartículas no líquido não são suficientes para alterar os canais de transição, mas as nanopartículas com os lasers ao mesmo tempo seriam suficiente para mudar os canais de transição por períodos longos (ou permanentes, não sabemos pelos dados experimentais). Isto implicaria que houve algum forma de reação entre, as nanopartículas, e os radioisótopos de forma a terem criarem uma 'ligação' formada pelos lasers, qualquer parte disto faltando, qualquer parte do sistema omitido, impediria de ocorrer o fenômeno. Continuando no modelo dos canais de transição, caso não fosse uma alteração permanente, mas cessasse após o fim dos lasers, implicaria na volta dos valores iniciais, e isto não ocorre nos experimentos. O mesmo ocorre para o modelo de lambda reduzido, embora não seja um fenômeno de troca de canal, também tem por obrigação que se manter funcional mesmo após os pulsos de laser, de forma muito semelhante ao modelo de transição direta.

A forma mais efetiva encontrada nos modelos, são os que incluem o incremento da taxa de decaimento beta, e por consequência uma alteração nos valores dos canais de transição durante os pulsos de laser, pois nesta interpretação do problema, tudo se explica perfeitamente, seja uma prioridade por um canal específico (por exemplo transição direta), seja uma alteração de um canal, ou ainda a criação de um novo canal, apenas durante os pulsos de laser.

Dentre estas possibilidades, a mais provável é a criação de um novo canal, e uma das formas de criação de um novo canal de transição plausível, é pela parcial ionização dos radionuclídeos,

criando uma vacância e portanto, dando mais possibilidades à quantidade de estados para os elétrons emitidos no decaimento β^- . O mecanismo de ionização deve ser estudado de forma mais profunda, mas como nas superfícies das nanopartículas os campos elétricos são altamente ampliados, e como as frequências do laser são geradores das ressonâncias plasmônicas das nanopartículas [27], há uma grande possibilidade de que elétrons adquiram energias elevadas durante os processos, suficiente para ionizar as camadas mais profundas dos radioisótopos, explicando como um novo canal é criado, e explicando como seu decaimento é tão acelerado em relação às situações normais, reproduzindo de forma similar as situações do ^{187}Re e do ^{163}Dy .

Sendo estas duas possibilidades as mais efetivas, a melhor aproximação ao problema, atualmente, seria repetir mais experimentos com detectores ambos β e γ , para adquirir mais dados e reduzir a quantidade de incertezas que hoje temos, por falta de dados experimentais direcionados às maiores perguntas. Com informações mais aprofundadas, poderemos direcionar melhor uma pesquisa para entender realmente o que está ocorrendo, e como podemos aproveitar deste fenômeno a nosso favor nas aplicações reais. Tendo estas informações poderemos seguir um caminho direto à teoria, sem necessidade de propor novos modelos que tentem explicar os fenômenos. Ainda, no fim supomos que a teoria será capaz de mostrar exatamente como controlar (caso seja uma alteração em $\lambda(t)$) os decaimentos. Por fim, devemos ressaltar que esta é uma dissertação de mestrado, e que o período é muito curto para desvendar tal fenômeno profundamente. Esperamos continuar pesquisando nesta área, já que é um problema em aberto, e que requer profunda dedicação, e que possamos inspirar outras pessoas a fazerem o mesmo pelo progresso da ciência e pelo bem humanidade.

6 RECONHECIMENTOS

Este trabalho e toda a formação do meu mestrado foi auxiliado financeiramente pelo CNPq.

Sou profundamente grato, a toda a ajuda que durante todo o processo do mestrado, o professor Dr. Oyanarte Portilho me concedeu, em especial às consultas relacionadas a teoria da física nuclear, com todas suas críticas construtivas e palavras de suporte para não desistir de procurar pelo novo.

Agradeço fortemente ao meu orientador Ph.D Viktor V. Dodonov, pela paciência e por indicar quais caminhos devia tomar durante o processo de pesquisa e desenvolvimento deste estudo.

Sou grato, aos autores e coautores de artigos citados por permitirem a reprodução de suas imagens com suas devidas referências e pelas informações adicionais que por e-mail recebi.

E, por último mas, não menos importante, agradeço por todo o suporte da minha família durante toda a minha vida e em especial neste período de mestrado.

Marlom de Oliveira Ramalho

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- 1 WONG, I.; GRIGORIU, A.; ROSLUND, J.; HO, T.-S.; RABITZ, H. Laser-driven direct quantum control of nuclear excitations. *Physical Review A*, American Physical Society (APS), v. 84, n. 5, nov 2011. Disponível em: <<https://doi.org/10.1103/physreva.84.053429>>.
- 2 OLARIU, S.; OLARIU, A. Induced emission of γ radiation from isomeric nuclei. *Physical Review C*, American Physical Society (APS), v. 58, n. 1, p. 333–336, jul. 1998. Disponível em: <<https://doi.org/10.1103/physrevc.58.333>>.
- 3 ANDREEV, S. N.; BARMINA, E. V.; KALINNIKOV, V. G.; SIMAKIN, A. V.; SMIRNOV, A. A.; STEGAILOV, V. I.; TYUTYUNNIKOV, S. I.; SHAFEEV, G. A.; SCHERBAKOV, I. A. Observation of laser-light effect on ^{137}Cs radioactivity in colloidal gold: first results. *Physics of Particles and Nuclei Letters*, Pleiades Publishing Ltd, v. 14, n. 6, p. 900–903, nov 2017.
- 4 BARMINA, E. V.; SIMAKIN, A. V.; SHAFEEV, G. A. Laser-induced caesium-137 decay. *Quantum Electronics*, IOP Publishing, v. 44, n. 8, p. 791–792, aug 2014.
- 5 BARMINA, E. V.; SIMAKIN, A. V.; STEGAILOV, V. I.; TYUTYUNNIKOV, S. I.; SHAFEEV, G. A.; SHCHERBAKOV, I. A. Effect of laser radiation on aqueous solutions of beta-active nuclides. *Quantum Electronics*, IOP Publishing, v. 47, n. 7, p. 627–630, jul 2017.
- 6 KIRICHENKO, N. A.; SIMAKIN, A. V.; SHAFEEV, G. A. Long-term variation in nuclide activities under laser ablation of metallic targets in aqueous solutions of uranium salt. *Physics of Wave Phenomena*, Allerton Press, v. 22, n. 2, p. 81–90, apr 2014.
- 7 SIMAKIN, A. V.; SHAFEEV, G. A. Effect of laser irradiation of nanoparticles in aqueous uranium salt solutions on nuclide activity. *Quantum Electronics*, IOP Publishing, v. 41, n. 7, p. 614–618, jul 2011.
- 8 ERMA, V. A. Electron effects on barrier penetration. *Physical Review*, American Physical Society (APS), v. 105, n. 6, p. 1784–1787, mar 1957.
- 9 BECKER, W.; SCHLICHER, R.; SCULLY, M. On “on a theorem concerning the enhancement of nuclear decays by intense radiation fields”. *Physics Letters A*, Elsevier BV, v. 107, n. 9, p. 424–428, mar 1985.
- 10 BOSCH, F.; FAESTERMANN, T.; FRIESE, J.; HEINE, F.; KIENLE, P.; WEFERS, E.; ZEITELHACK, K.; BECKERT, K.; FRANZKE, B.; KLEPPER, O.; KOZHUHAROV, C.; MENZEL, G.; MOSHAMMER, R.; NOLDEN, F.; REICH, H.; SCHLITT, B.; STECK, M.; STÖHLKER, T.; WINKLER, T.; TAKAHASHI, K. Observation of bound-state β -decay of fully ionized ^{187}Re : ^{187}Re - ^{187}Os Cosmochronometry. *Physical Review Letters*, American Physical Society (APS), v. 77, n. 26, p. 5190–5193, dec 1996. Disponível em: <<https://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.77.5190>>.
- 11 KLEPPER, O. Bound-state beta decay and nuclear lifetime measurements at the storage-cooler ring ESR. *Nuclear Physics A*, Elsevier BV, v. 626, n. 1-2, p. 199–213, nov 1997. Disponível em: <[https://doi.org/10.1016/s0375-9474\(97\)00537-x](https://doi.org/10.1016/s0375-9474(97)00537-x)>.
- 12 REIFENSCHWEILER, O. J. A. Some experiments on the decrease of tritium radioactivity. *Fusion Technology*, Informa UK Limited, v. 30, n. 2, p. 261–272, nov 1996. Disponível em: <<https://doi.org/10.13182/fst96-a30755>>.

- 13 BARMINA, E.; TIMASHEV, S.; SHAFEEV, G. Laser-induced synthesis and decay of tritium under exposure of solid targets in heavy water. *Journal of Physics: Conference Series*, IOP Publishing, v. 688, p. 012106, mar 2016.
- 14 VLASOVA, I.; SHIRYAEV, A.; OGORODNIKOV, B.; BURAKOV, B.; DOLGOPOLOVA, E.; SENIN, R.; AVERIN, A.; ZUBAVICHUS, Y.; KALMYKOV, S. Radioactivity distribution in fuel-containing materials (chernobyl “lava”) and aerosols from the chernobyl “shelter”. *Radiation Measurements*, Elsevier BV, v. 83, p. 20–25, dez. 2015. Disponível em: <<https://doi.org/10.1016/j.radmeas.2015.06.005>>.
- 15 TAKAHASHI, K.; BOYD, R. N.; MATHEWS, G. J.; YOKOI, K. Bound-state beta decay of highly ionized atoms. *Physical Review C*, American Physical Society (APS), v. 36, n. 4, p. 1522–1528, oct 1987. Disponível em: <<https://doi.org/10.1103/physrevc.36.1522>>.
- 16 VOLKOVISH, A. G.; GOVORUM, A. P.; GULYAEV, A. A.; ZHUKOV, S. V.; KUZNETSOV, V. L.; RUKHADZE, A. A.; STEBLEVSKII, A. V.; URUTSKOEV, L. L. Experimental observation of the distortion of the uranium isotopic relationship and violation of the thorium- 234 secular equilibrium upon electric explosion. *Annales Fondation Louis de Broglie*, Volume 30, p. 63–70, No 01 2005.
- 17 URUTSKOEV, L. I.; FILIPPOV, D. V. Study of the electric explosion of titanium foils in uranium salts. *Journal of Modern Physics*, Scientific Research Publishing, Inc., v. 01, n. 04, p. 226–235, 2010. Disponível em: <<https://doi.org/10.4236/jmp.2010.14034>>.
- 18 HAO, E.; SCHATZ, G. C. Electromagnetic fields around silver nanoparticles and dimers. *The Journal of Chemical Physics*, AIP Publishing, v. 120, n. 1, p. 357–366, jan 2004.
- 19 SIMAKIN, A. V.; SHAFEEV, G. A. Initiation of nuclear reactions under laser irradiation of metal nanoparticles in the presence of thorium aqua ions. *Physics of Wave Phenomena*, Allerton Press, v. 16, n. 4, p. 268–274, nov. 2008. Disponível em: <<https://doi.org/10.3103/s1541308x08040031>>.
- 20 SIMAKIN, A. V.; SHAFEEV, G. A. Initiation of nuclear reactions under laser irradiation of au nanoparticles in the aqueous solution of uranium salt. *Applied Physics A*, Springer Science and Business Media LLC, v. 101, n. 1, p. 199–203, may 2010. Disponível em: <<https://doi.org/10.1007/s00339-010-5784-z>>.
- 21 SIMAKIN, A. V.; SHAFEEV, G. A. Accelerated alpha-decay of uranium isotopes induced by exposure of aqueous solution of uranium salt with gold nanoparticles to laser radiation. *Physics of Wave Phenomena*, Allerton Press, v. 21, n. 1, p. 31–37, jan 2013. Disponível em: <<https://doi.org/10.3103/s1541308x13010068>>.
- 22 BARMINA, E. V.; SUKHOV, I. A.; LEPEKHIN, N. M.; PRISEKO, Y. S.; FILIPPOV, V. G.; SIMAKIN, A. V.; SHAFEEV, G. A. Application of copper vapour lasers for controlling activity of uranium isotopes. *Quantum Electronics*, IOP Publishing, v. 43, n. 6, p. 591–596, jun 2013. Disponível em: <<https://doi.org/10.1070/qe2013v043n06abeh014879>>.
- 23 WONG, S. S. M. *Introductory Nuclear Physics*. Wiley, 1998. 189-192 p. Disponível em: <<https://doi.org/10.1002/9783527617906>>.
- 24 STRACHAN, C. *The Theory of Beta-Decay*. Elsevier, 1969. Disponível em: <<https://doi.org/10.1016/c2013-0-10004-9>>.
- 25 MEYERHOF, W. E.; VALK, H. S. Elements of nuclear physics. *Physics Today*, AIP Publishing, v. 23, n. 4, p. 114–116, apr 1970. Disponível em: <<https://doi.org/10.1063/1.3022088>>.
- 26 "WEBSITE sobre as atuais pesquisas em LENR". Disponível em: <<https://lenr-canr.org/wordpress/>>.

27 BOZON-VERDURAZ, F.; FIÉVET, F.; PIQUEMAL, J.-Y.; BRAYNER, R.; KABOUSS, K. E.; SOUMARE, Y.; VIAU, G.; SHAFEEV, G. Nanoparticles of metal and metal oxides: some peculiar synthesis methods, size and shape control, application to catalysts preparation. *Brazilian Journal of Physics*, FapUNIFESP (SciELO), v. 39, n. 1a, p. 134–140, abr. 2009. Disponível em: <<https://doi.org/10.1590/s0103-97332009000200002>>.