

Universidade Federal do Rio Grande do Sul
Instituto de Física

**Estudo dos limites de detecção de
Sensores Monolíticos de Píxeis Ativos
para o regime de íons de 4 a 100 MeV
e seu potencial para análise por feixe
de íons**

Marcos Antônio de Oliveira Derós

Porto Alegre

2022

Universidade Federal do Rio Grande do Sul
Instituto de Física

**Estudo dos limites de detecção de Sensores
Monolíticos de Píxeis Ativos para o regime de íons de
4 a 100 MeV e seu potencial para análise por feixe de
íons**

Marcos Antônio de Oliveira Derós

Trabalho de Conclusão de Curso apresentado
à Universidade Federal do Rio Grande do Sul,
como requisito necessário para obtenção do grau
de Bacharel em Física.

Orientador: Rafael Peretti Pezzi

Porto Alegre

2022

Agradecimentos

Primeiro de tudo, sou muito grato aos meus pais e a minha avó por sempre me apoiarem.

Agradeço aos meus amigos Elisa, João, Luana, Lucas, Raquel e Tainá pelas boas risadas, conversas, parceria de café (quando não havia pandemia), ajuda nas listas e trabalhos e companheirismo. O ensino remoto emergencial com certeza foi muito menos árduo com vocês.

Agradeço ao meu orientador durante a graduação, Luis Gustavo, por todo o aprendizado, amadurecimento como bolsista e pela confiança ao me indicar para outros projetos e oportunidades.

Agradeço ao meu orientador nesse projeto, Rafael Pezzi, por ter confiado em mim ao ter proposto esse projeto, estar sempre disposto a ajudar quando encontrei dificuldades, pelas dicas valiosíssimas e por ter aberto oportunidades empolgantes que me motivaram a seguir no caminho da física de partículas.

Agradeço a minha namorada, Amanda, por estar comigo desde o início da graduação, paciência pelos tantos fins de semana dedicados ao curso e por todo o apoio nos meus objetivos.

Agradeço especialmente ao meu grande amigo Rodrigo, por todas as sugestões, ajuda com código, revisão de textos, pelo famoso "pitaco" sempre construtivo e pelas conversas sobre os mais variados tópicos que permeiam o grande universo da Física, desde soluções das equações de Einstein por machine learning até sistemas dinâmicos.

Agradeço a todos que, embora não sejam citados aqui, ajudaram de alguma forma na realização desse trabalho ou durante o curso de Física.

*“Que profundas que são as
molas da vida!”*

– Brás Cubas

This project has received funding from the European Union's Horizon 2020 research and innovation programme under the Marie Skłodowska-Curie grant agreement No 896850.

Resumo

O ALPIDE, ALICE Pixel Detector, é um Sensor Monolítico de Píxeis Ativos desenvolvido para o uso no Experimento ALICE, concebido especialmente para aprimorar a resolução de rastreamento do experimento. Desde sua versão final, em 2016, aplicações diversas para essa nova tecnologia vem sendo estudadas, por exemplo, na área médica, porém a performance desse sensor quando irradiado por íons de energias baixas e intermediárias não foi estudada. O objetivo desse trabalho é o de esclarecer os limites de detecção do sensor e os danos induzidos por íons no regime de energias baixas e intermediárias, permitindo avaliar o potencial do sensor em experimentos de Análise por Feixe de Íons (IBA) e entre outros. Estimamos a eficiência em função do fluxo de partículas incidentes, os limiares de energia de detecção e transmissão, a perda de energia, o ângulo de espalhamento múltiplo e a durabilidade do ALPIDE para íons do hidrogênio ao neônio, no intervalo de energia de 4 *MeV* a 100 *MeV*. Os resultados foram obtidos a partir de simulações computacionais utilizando programas estabelecidos para estudar a interação de partículas com a matéria. Observou-se que experimentos com feixes de prótons são possíveis de serem realizados com energias a partir de 1 *MeV*. Em energias próximas do limite de transmissão, o ângulo de espalhamento múltiplo e o dano induzido por íons são maiores, resultando em situações nas quais a durabilidade do sensor fica bastante reduzida.

Palavras-chave: ALPIDE, MAPS, IBA

Abstract

The ALPIDE, ALICE Pixel Detector, is a Monolithic Active Pixel Sensor developed for the use at the ALICE Experiment to improve the detection resolution. Since its final version, in 2016, studies has been made in order to estimate its potencial for applications outside the scope of High Energy Physics (e.g, the medical area), although the perfomance of this sensor for low and intermediate energy ions has not been investigated yet. The objective of this work is to clarify the detection limits and the radiation damage at moderate and low energy regime. The detection efficiency as a function of the particle flux, the energy limits of detection and transmission, the energy loss and the multiple scattering angle and the durability of the ALPIDE for ions from hydrogen to neon, with energies from 4 *MeV* to 100 *MeV* were estimated. The results were obtained by computational simulations using softwares established to study the interaction of charged particles with matter. It was observed that experiments using protons beams are possible with energies starting from 1 *MeV*. For energies around the transmission limits, the multiple scattering angle and the ion damage are higher, resulting in situations where the durability of the sensor is greatly reduced.

Keywords: ALPIDE, MAPS, IBA

Sumário

1	Introdução	1
2	Abordagem Teórica e Metodológica	3
2.1	Análise por Feixe de Íons	3
2.1.1	Arranjos experimentais	4
2.2	Sensores Monolíticos de Píxeis Ativos e o chip ALPIDE	4
2.2.1	Física dos dispositivos semicondutores	6
2.2.1.1	Condutividade elétrica	6
2.2.1.2	Dopagem	7
2.2.1.3	Junção p-n	8
2.2.2	Princípio de funcionamento dos MAPS	9
2.2.3	Eficiência	10
2.2.3.1	Quantificação da eficiência	10
2.2.3.2	Agrupamento de píxeis ou clusterização	12
2.2.3.3	Mascaramento temporal	13
2.2.3.4	Simulação	15
2.2.3.4.1	ALICE Integrated Online-Offline System	15
2.2.3.4.2	Simulação do ALPIDE	16
2.3	Interação de partículas carregadas com a matéria	17
2.3.1	Perda de energia de partículas e íons	17
2.3.2	The Stopping and Range of Ions in Matter (SRIM)	20
2.3.2.1	Perda de energia	21
2.3.3	Espalhamento múltiplo	22
2.3.4	Danos causados pela radiação	24
2.3.4.1	The Transport of Ions in Matter (TRIM)	25
3	Resultados e Discussão	28
3.1	Efeitos de empilhamento	28
3.1.1	Feixe puntual	28
3.1.2	Irradiação do ALPIDE por feixe de área finita	29
3.2	Efeitos materiais	31
3.2.1	Modo de não-transmissão	31
3.2.2	Modo de transmissão	32
3.2.3	Danos induzidos por íons	34
4	Conclusão	37
	Lista de Figuras	38
	Lista de Tabelas	40
	Referências	41

1 Introdução

A Física de Partículas de Altas Energias estuda as questões mais fundamentais da matéria e de seus constituintes. O experimento ALICE (*A Large Ion Collider Experiment*) é um dos experimentos do CERN (*The European Organization for Nuclear Research*) que estuda o *Plasma de Quarks e Glúons* (QGP, do inglês *Quark-Gluon Plasma*), estado da matéria produzido nos primórdios da criação universo, onde tinham-se quarks e glúons livres devido à condições extremas de temperatura e pressão. Reproduzir o QGP requer a colisão de íons pesados altamente relativísticos de energias da ordem de TeV , que é possível no Grande Colisor de Hádrons (LHC, do inglês *Large Hadron Collider*), o maior acelerador de partículas do mundo, com 27 quilômetros de circunferência. A Figura 1.1 ilustra o LHC e seus 4 experimentos.

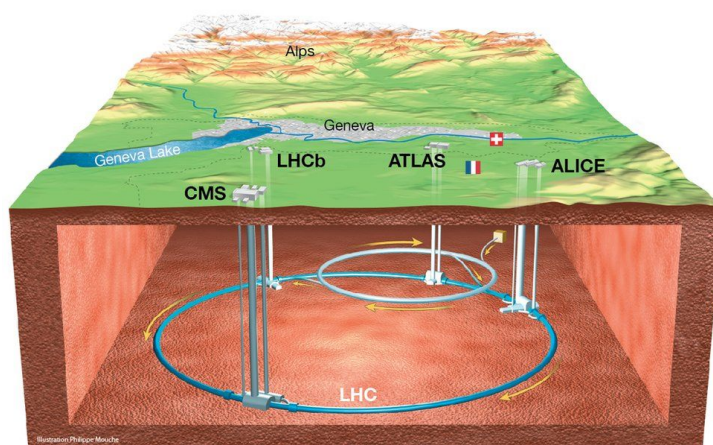


Figura 1.1 – Ilustração do LHC e seus experimentos. Crédito: CERN/Philippe Mouche

Devido ao fato de o estudo da física de partículas estar atrelado ao limite tecnológico da época, é imprescindível o desenvolvimento de novas tecnologias ao lado da pesquisa científica. Essa união entre ciência e tecnologia promoveu inovações muito além do escopo da ciência, como por exemplo o PET Scan (*Proton Emission Tomography Scan*), que teve seus primeiros protótipos desenvolvidos em 1977 por dois cientistas do CERN e é um dos mais importantes exames de diagnóstico de câncer. Atualmente o LHC está voltando de um período de dois anos parado, chamado de *Long Shutdown*, no qual diversas aprimoramentos e tecnologias foram desenvolvidas para melhorar os detectores do acelerador. Uma dessas inovações foi o sensor ALPIDE (*ALICE Pixel Detector*), um Sensor Monolítico de Píxeis Ativos (MAPS, do inglês *Monolithic Active Pixel Sensor*) desenvolvido em 2016 com o objetivo de aprimorar a resolução de detectores de rastreamento, usados para identificar os vértices de trajetórias de partículas produzidas pelas colisões de hádrons do LHC.

O ALPIDE foi desenvolvido pelo Experimento ALICE em parceria com a empresa

TowerJazz (Mager, 2016) e estudos acerca da viabilidade do novo sensor para aplicações além do uso no ALICE vem sendo feitos. Recentemente analisou-se o ALPIDE para aplicações médicas, como na tomografia computadorizada de prótons (Alme et al., 2020) e também no rastreamento de trilhas de múons cósmicos (Donner, 2021). Contudo, o potencial desse sensor para íons de baixas e moderadas energias ainda não foi investigado.

O objetivo deste trabalho é o de elucidar os potenciais e as limitações da utilização do sensor ALPIDE em experimentos baseados em íons de energias moderadas, da ordem de MeV , como aquelas disponíveis nos aceleradores do Laboratório de Implantação iônica do IF/UFRGS, mas não limitadas a estes. Serão estimados, para diferentes íons e energia, os seguintes parâmetros:

1. Perda de eficiência de detecção em função do fluxo de íons incidentes no detector;
2. Limiares de detecção em diferentes arranjos experimentais;
3. Dispersão angular devido ao múltiplo espalhamento coulombiano;
4. A estimativa de durabilidade do sensor ALPIDE frente aos danos causados pelos íons.

2 Abordagem Teórica e Metodológica

2.1 Análise por Feixe de Íons

A área da Física denominada de Análise por Feixe de íons (IBA, do inglês *Ion Beam Analysis*) refere-se a um conjunto de técnicas experimentais baseadas no uso de feixe de íons a fim de obter informações como a composição química, a estrutura e a concentração de materiais.

Dependendo da técnica utilizada e do princípio físico associado, tanto os tipos de íons utilizados quanto o intervalo de energia mudam. Experimentos de PIXE (*Particle-Induced X-ray Emission*), por exemplo, determinam a composição de materiais pela emissão de fótons de frequências na região de raios-X após a interação do material com um feixe de prótons de energias de MeV . Por outro lado, a técnica de RBS (*Rutherford Backscattering Spectrometry*), obtêm a estrutura e a composição dos materiais pelos íons retroespalhados, que geralmente são prótons ou partículas alfa de energias entre 1 a 3 MeV . Abaixo, nas Figuras 2.1 e 2.2, temos 2 ilustrações simplificadas dessas duas técnicas.

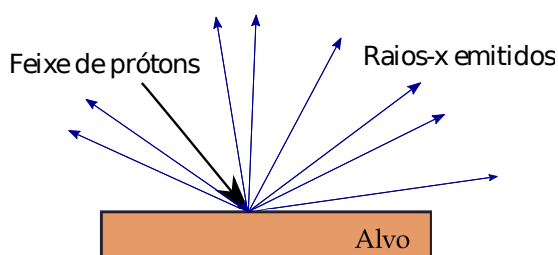


Figura 2.1 – Ilustração simplificada do princípio físico da técnica de PIXE.

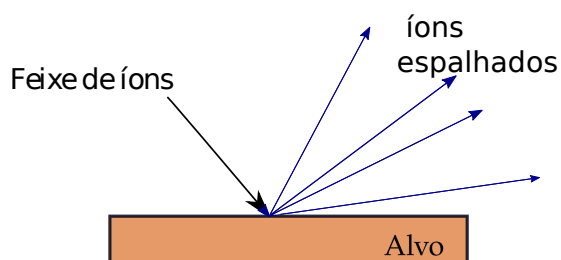


Figura 2.2 – Ilustração simplificada do princípio físico da técnica de RBS.

Cada método experimental possui um objetivo específico e, dependendo do tipo de experimento, nem sempre todas as grandezas são possíveis de serem mensuradas. No entanto, pode-se combinar detectores ao experimento com o intuito de obter mais detalhes sobre a amostra. Nesse quesito, os sensores de píxel podem ser muito úteis ao serem capazes de fornecer uma discretização dos íons com boa resolução. A adição desse tipo de tecnologia pode aprimorar técnicas já existentes ou também ser usada em conjunto com outros detectores. Para que seja possível testar essas hipóteses, estudos devem ser feitos acerca da característica do sensor e o quanto elas são compatíveis com as exigências experimentais da técnica de interesse, como a energia do feixe, o tipo de íon utilizado e o fluxo de partículas incidente.

2.1.1 Arranjos experimentais

Neste trabalho abordaremos as duas possíveis configurações de experimentos de IBA baseados no ALPIDE. Na primeira, que definimos como modo de não-transmissão, os íons incidem no sensor após interagirem com a amostra. Visto que neste modo não há a necessidade de que os íons passem por todo o sensor, o foco será no limite de energia para que os íons cheguem na região sensível do ALPIDE, isto é, estaremos interessados no mínimo de energia necessário para que os íons atravessem todo o metal do ALPIDE para que possam ser detectados. No segundo, chamado de modo de transmissão, a interação dos íons com a amostra ocorre após passagem pelo sensor. Neste caso é de interesse saber não só a energia necessária para que um íon atravesse o chip mas também a perda de energia durante a passagem pelo sensor e o efeito de múltiplos espalhamentos, pois isso influenciará na montagem experimental e também na resolução dos resultados. Na Figura 2.3 temos a representação desses dois modos.

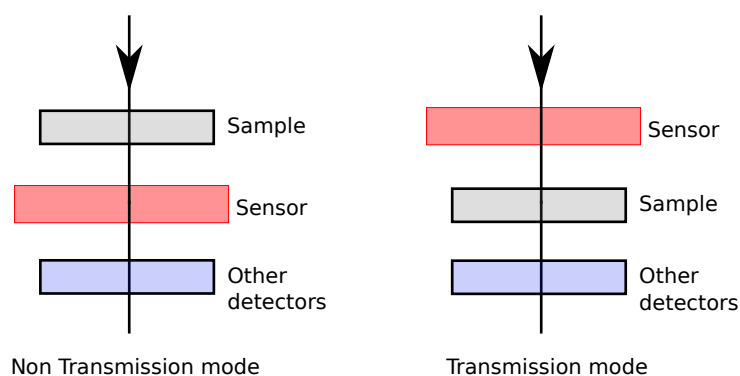


Figura 2.3 – Ilustração dos tipos de arranjos experimentais. Na esquerda, o caso em que o feixe passa pela amostra e interage com o sensor. Na direita, o caso em que o feixe interage com o sensor antes da amostra. Em ambos os casos, pode haver ou não a interação com outros detectores.

A Tabela 1 resume as grandezas de interesse para cada arranjo experimental.

Não-Transmissão	Transmissão
- Limiar de energia para detecção.	- Limiar de energia para transmissão do íon. - Perda de energia durante a passagem pelo sensor. - Ângulo de espalhamento múltiplo.

Tabela 1 – Resumo das grandezas de interesse para cada arranjo experimental.

2.2 Sensores Monolíticos de Píxeis Ativos e o chip ALPIDE

Sensores Monolíticos de Píxeis Ativos (MAPS, do inglês *Monolithic Active Pixel Sensor*) são detectores de píxel que possuem tanto o volume sensível quanto a eletrônica de

amplificação e o processamento de sinal juntos em um mesmo chip. Propostos inicialmente para detecção de luz visível, observou-se um grande potencial para detecção de partículas carregadas devido ao seu baixo custo, velocidade e boa resolução espacial. A função dos MAPS é obter a posição das partículas, sendo muito úteis na Física de Altas Energias. Esse tipo de detector está presente nos experimentos mais modernos de Física de Partículas, como no Experimento ALICE.

Os MAPS, em geral e de forma simplificada, são constituídos por três camadas, como mostra a Figura 2.4: 1) metal, onde se encontram os eletrodos, a eletrônica e as interconexões responsáveis pela amplificação e filtragem do sinal; 2) camada epitaxial, onde o sinal é gerado; 3) substrato, que serve como suporte. A camada epitaxial e o substrato são ambos compostos por semicondutores, geralmente silício dopado. A detecção da passagem de partículas carregadas ocorre na região ativa, fazendo uso das propriedades eletrônicas dos materiais semicondutores que serão descritas na próxima seção.

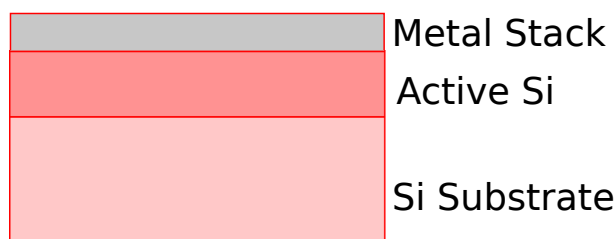


Figura 2.4 – Ilustração simplificada das camadas de um MAPS.

A Figura 2.5 é uma representação do chip ALPIDE, que é um sensor MAPS de silício criado para melhorar o sistema de tracking do experimento ALICE. A sua implementação ocorreu durante o *Second Long Shutdown* do CERN, que é o período em que o acelerador deixa de ser utilizado para que aprimoramentos sejam feitos. O ALPIDE possui dimensões de $15\text{mm} \times 30\text{mm}$, espessura de $50\mu\text{m}$ ou $100\mu\text{m}$ e uma matriz de 512×1024 píxeis, sendo que cada um mede $29,24 \mu\text{m} \times 26,88 \mu\text{m}$ (Aglieri Rinella, 2017a). Nos sensores com $50\mu\text{m}$ de espessura, a camada de metal do píxel mede $10 \mu\text{m}$ enquanto que a camada epitaxial mede $25\mu\text{m}$, aproximadamente.

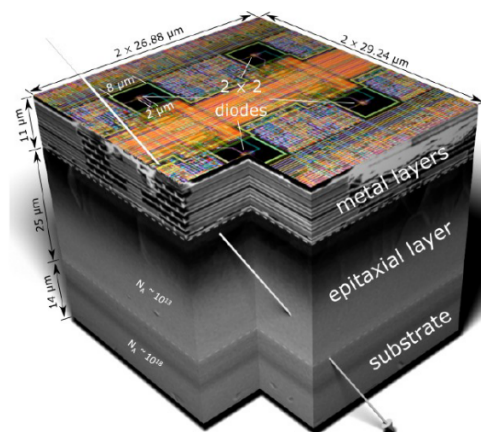


Figura 2.5 – Representação de 4 pixels do ALPIDE e suas medidas aproximadas (Tambav, 2019).

2.2.1 Física dos dispositivos semicondutores

2.2.1.1 Condutividade elétrica

Os semicondutores são costumeiramente definidos como materiais que possuem condutividade elétrica entre os isolantes e os condutores. Sabemos da Mecânica Quântica que os átomos possuem níveis discretos de energia nos quais os elétrons podem ocupar, mas nos sólidos cristalinos a sobreposição das funções de onda dos elétrons junto do princípio de exclusão de Pauli formam regiões em que os níveis de energia são muito próximos, praticamente contínuos, chamadas de *bandas de energia*. As bandas são divididas em bandas permitidas, que os elétrons podem ocupar, e bandas proibidas, que os elétrons não podem ocupar.

O *gap de energia* é a distância entre a última banda ocupada, de valência, e a banda desocupada, de condução. Os elétrons da banda de valência passam para a banda de condução após receberem uma energia maior ou igual ao gap de energia. Os elétrons que passam para a banda de condução deixam uma lacuna, também chamada de buraco, na banda de valência. A condutividade elétrica está relacionada ao movimento dos elétrons e das lacunas, que são os portadores de carga. No caso dos isolantes, o gap de energia é muito grande tal que a probabilidade de um elétron saltar para a banda de condução é ínfima. Já no caso dos sólidos condutores, o nível mais alto de energia ocupado encontra-se no meio de uma banda, portanto os elétrons são livres para transitar em estados de maior energia. A Figura 2.6 mostra o diagrama de bandas para os 3 casos.

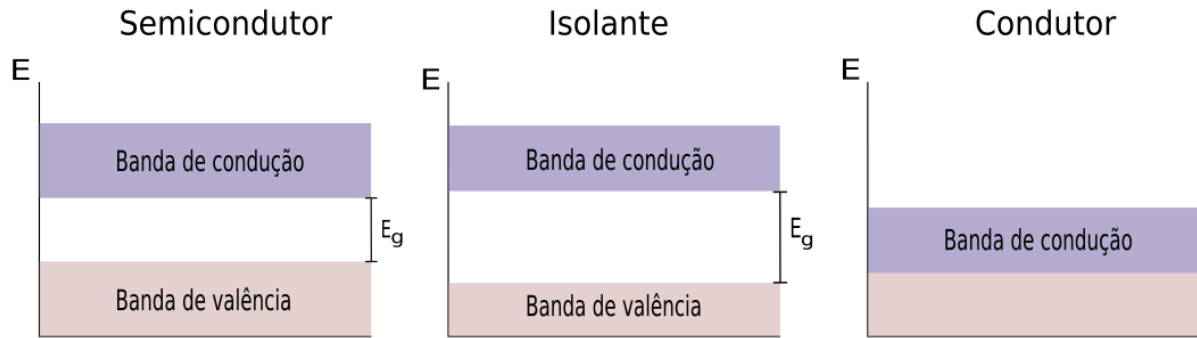


Figura 2.6 – Comparação do diagrama de bandas de semicondutor, isolante e condutor. A diferença entre o semicondutor e o isolante está no tamanho de E_g , que é bem maior para o isolante.

2.2.1.2 Dopagem

As propriedades dos semicondutores podem ser controladas de maneira precisa pela adição de impurezas (moléculas ou átomos conhecidos) no material. Esse processo é chamado de dopagem, utilizado em praticamente todos os dispositivos baseados em semicondutores, pois o semicondutor puro não é um bom condutor. A dopagem tem o objetivo de aumentar a condutividade elétrica modificando a concentração de elétrons ou de buracos; quando aumenta a concentração de elétrons, temos um semicondutor do tipo n, e quando aumenta a concentração de lacunas, temos um semicondutor do tipo p. Um exemplo de dopante do tipo p no silício é o elemento químico índio (In), por possuir apenas três elétrons na camada de valência, gerando excesso de buracos. Por outro lado, um exemplo de dopante do tipo n é o Arsênio (As), que gera elétrons em excesso pois possui 5 elétrons na camada de valência. Na Figura 2.7 temos a representação dos exemplos descritos. A condutividade elétrica está relacionada com os portadores de carga, que pode ser mensurada pela equação:

$$\sigma = en\mu_e + ep\mu_h \quad (2.1)$$

onde e é a carga elementar, n é a concentração de elétrons, p é a concentração de buracos, μ_e e μ_h são a mobilidade de elétrons e buracos, respectivamente.

A Equação 2.1 pode ser utilizada tanto para semicondutores puros (intrínsecos) ou semicondutores sem dopagem (extrínsecos). No caso dos semicondutores dopados, pode-se reescrever a equação em função apenas da concentração dos portadores de carga do dopante, dado que este é muito maior em relação ao portador de carga minoritário:

$$\begin{aligned} \sigma &\approx eN_e\mu_e, & \text{tipo n} \\ \sigma &\approx eN_h\mu_h, & \text{tipo p} \end{aligned} \quad (2.2)$$

onde N_e e N_h são, respectivamente, a concentração de elétron e buracos do dopante.

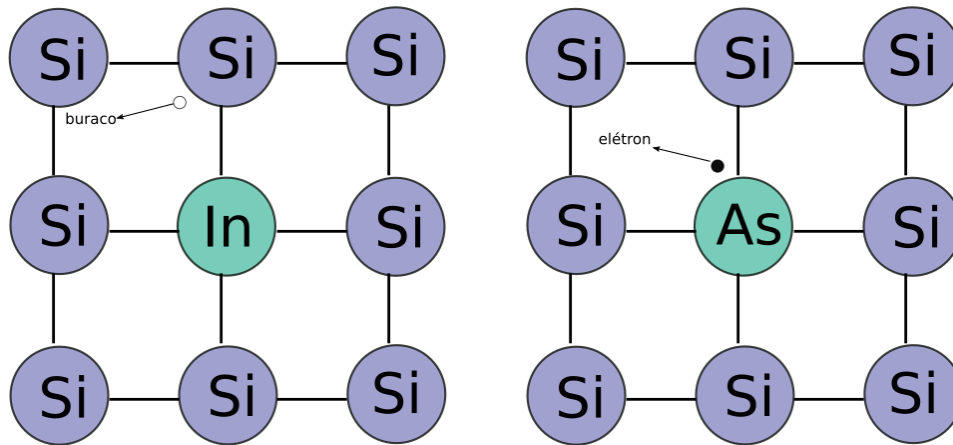


Figura 2.7 – Representação da estrutura cristalina dos semicondutores dopados. Na direita, um semiconductor de silício dopado com Arsênio e na esquerda com Índio.

2.2.1.3 Junção p-n

A junção de um semiconductor do tipo p com um do tipo n, chamada de junção p-n, gera um efeito que é de enorme importância na eletrônica, sendo utilizada em diversos componentes eletrônicos. Após a junção dos semicondutores, a diferença do nível de Fermi dos materiais faz com que o excesso de elétrons do semiconductor tipo n se desloque para o semiconductor do tipo p, e analogamente o excesso de buracos desse mesmo semiconductor se desloque para o semiconductor do tipo n. Terminado esse processo e atingido o equilíbrio, forma-se uma zona de depleção, região que possui cargas fixas e um campo elétrico é gerado, como na Figura 2.8.

O princípio da junção p-n é a base dos detectores feitos de materiais semicondutores, pois o campo elétrico gerado na interface da junção p-n favorece com que os elétrons e lacunas gerados pela passagem da partícula carregada sejam coletados pelos eletrodos.

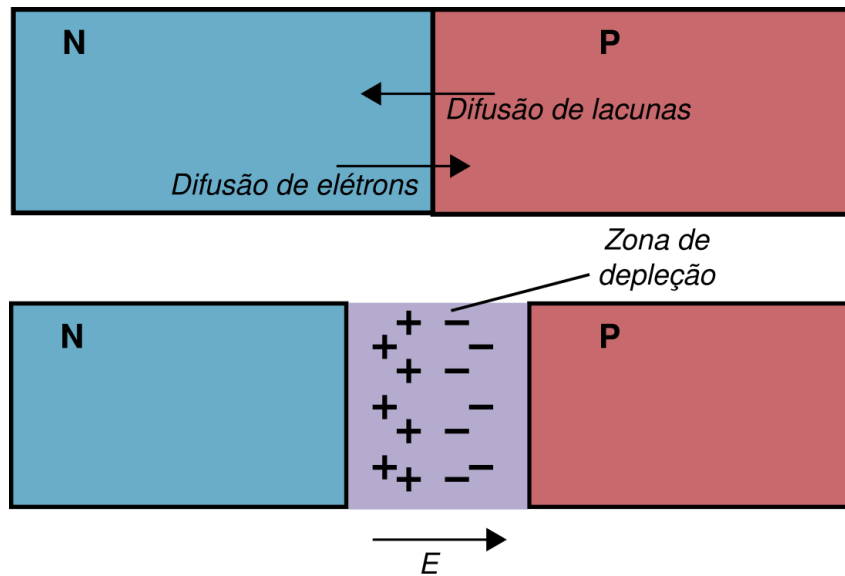


Figura 2.8 – Ilustração da difusão dos portadores de carga e a zona de depleção gerada após o equilíbrio.

2.2.2 Princípio de funcionamento dos MAPS

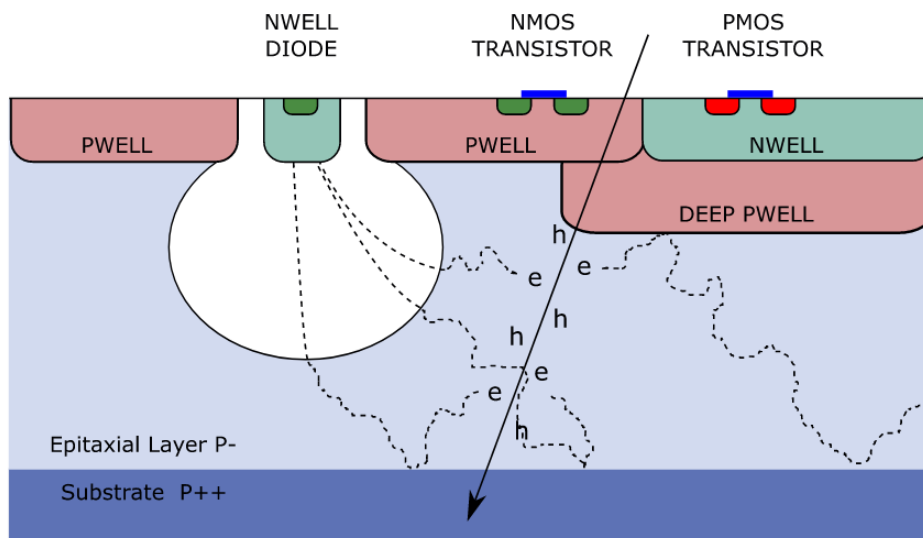


Figura 2.9 – Ilustração da geração de sinal pela passagem de uma partícula carregada em um ALPIDE (Mager, 2016).

O sinal do sensor é obtido a partir da geração de pares elétrons-lacuna devido à passagem de uma partícula carregada ionizando o meio. Os elétrons gerados, que estão na região epitaxial dopada do tipo p, sofrem a ação do campo elétrico da zona de depleção, assim sendo coletados pelo diodo. A Figura 2.9 mostra uma ilustração da seção transversal de um ALPIDE e a geração de carga pela passagem de uma partícula, pode-se observar que dependendo do ângulo de incidência da partícula, píxeis adjacentes podem ser ativados.

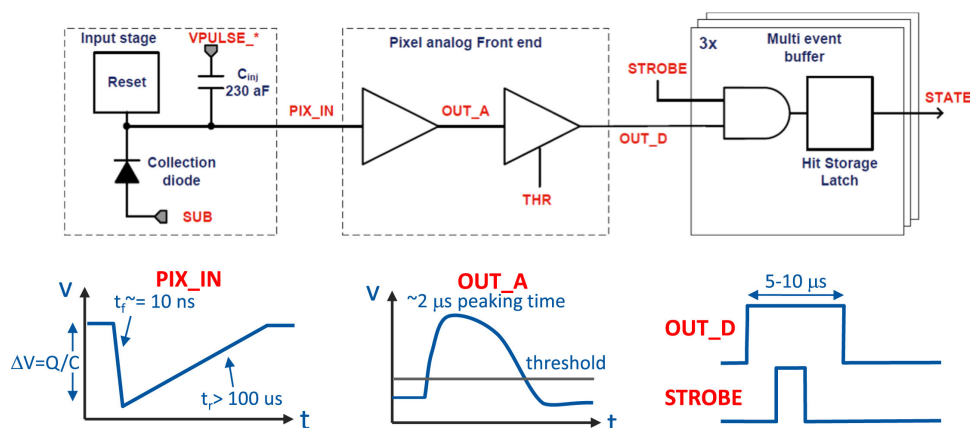


Figura 2.10 – Esquema eletrônico de um píxel do ALPIDE e o sinal de saída. (Aglieri Rinella, 2017b).

Após a coleta da carga pelo diodo, esse sinal é amplificado e enviado para outros componentes eletrônicos se seu valor for maior que o limiar, que é configurável. A escolha do limiar de carga deve ser um valor que não seja muito alto, ocasionando perda de eficiência, nem muito baixo, aumentando consideravelmente o ruído proveniente de píxeis ativados "falsos", ou *fake hits*. A Figura 2.10 mostra o esquema eletrônico de um píxel, notando que o sinal de saída, no canto inferior direito, costuma ter entre 5 a 10 μ s. Uma das configurações de quadro no qual se utiliza o ALPIDE e com boa resolução é a de aproximadamente 10 μ s, de forma que é bastante comum que o sinal de uma partícula ocupe dois quadros nessa situação.

2.2.3 Eficiência

A eficiência do sensor na identificação de partículas carregadas que chegam na região sensível é muito alta, acima de 99% (Mager, 2016). Dessa forma, a perda de eficiência em sensores de píxel pode ocorrer por 2 efeitos principais, chamados de empilhamento temporal e espacial. Ambos os processos são elementares para a utilização de um sensor de píxeis, mas também são limitadores das condições experimentais nas quais o sensor pode operar com boa eficiência.

2.2.3.1 Quantificação da eficiência

Iniciaremos a análise definindo a eficiência de um sensor como sendo a razão entre a taxa de ativação de píxeis e a taxa de partículas primárias incidentes:

$$\varepsilon = \frac{\Phi_c}{\Phi_p} \quad (2.3)$$

onde Φ_c é a taxa de ativação de píxeis por segundo e Φ_p é a taxa de partículas incidentes.

Os sensores de píxel operam em quadros de forma similar a de um filme. A passagem de uma partícula é inferida a partir da ativação de um píxel em 1 ou mais quadros consecutivos. Contudo, caso mais de uma partícula carregada atinja o mesmo píxel, ou a sua vizinhança, como veremos nas seções a seguir, não será possível diferenciar os sinais de cada partícula, resultando perda de eficiência. Considerando que temos uma fonte que emite partículas a uma taxa conhecida e que elas não interagem entre si, temos condições de contorno que satisfazem a modelagem da perda de eficiência por empilhamento a partir da distribuição de Poisson:

$$P_r(k) = \frac{(\lambda)^k e^{-\lambda}}{k!} \quad (2.4)$$

onde $P_r(k)$ é a probabilidade que k partículas atinjam um píxel dado que a quantidade média de incidência de partículas durante um tempo t é λ .

A quantidade média de incidência de partículas pode ser escrita como:

$$\lambda = r.t \quad (2.5)$$

onde r é o número de íons incidentes por intervalo de tempo e t é o intervalo de tempo.

Define-se como probabilidade de ocupação a probabilidade de que um píxel seja ativado durante um quadro:

$$P_r^{occ} = P_r(k \geq 1) = 1 - P_r(0) = 1 - e^{-\lambda} \quad (2.6)$$

O caso mais simples de ser modelado é o de um único píxel com um feixe de partículas puntual que joga uma partícula por vez. A probabilidade de ocupação torna-se:

$$P_r^{occ} = 1 - e^{-rt_{ROF}} \quad (2.7)$$

onde r é a taxa de interação e t_{ROF} é o intervalo de tempo de um quadro.

Abaixo, na Figura 2.11, temos o comportamento da Equação 2.7 em função do número de partículas incidentes por segundo. Pode-se observar que, inicialmente, a probabilidade aumenta linearmente com a taxa de partículas incidentes. Contudo, assim que a probabilidade de que mais de 1 partícula chegue no píxel durante o mesmo quadro torna-se relevante, a linearidade se perde e observamos perda de eficiência.

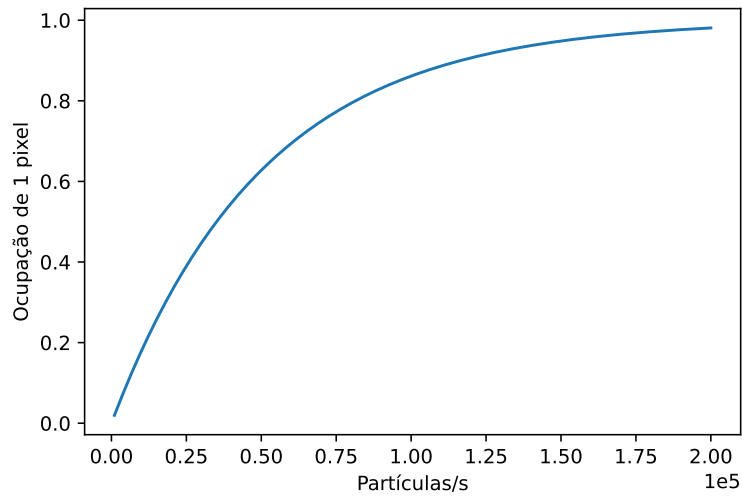


Figura 2.11 – Probabilidade de ocupação de partículas em 1 píxel durante um quadro de $9,88\mu s$.

A análise acima, no entanto, não leva em consideração os efeitos de perda de eficiência relacionados ao funcionamento do sensor, como a forma com que ele lida com aglomerados de píxeis, assim como a ativação de um píxel por quadros consecutivos. A seguir analisaremos esses efeitos e como eles se aplicam em 2 situações estudadas neste trabalho.

2.2.3.2 Agrupamento de píxeis ou clusterização

A clusterização é um processo essencial nos detectores de píxel, já que muitas vezes a partícula não ativa apenas um píxel, mas um conjunto de píxeis adjacentes. Nesse processo, aglomerados de píxeis ativados durante um quadro são identificados como um cluster, cuja posição é calculada a partir do centro de massa resultante do conjunto píxeis ativados. Abaixo, na Figura 2.12, um exemplo de possíveis geometrias de clusters após a passagem de uma partícula.

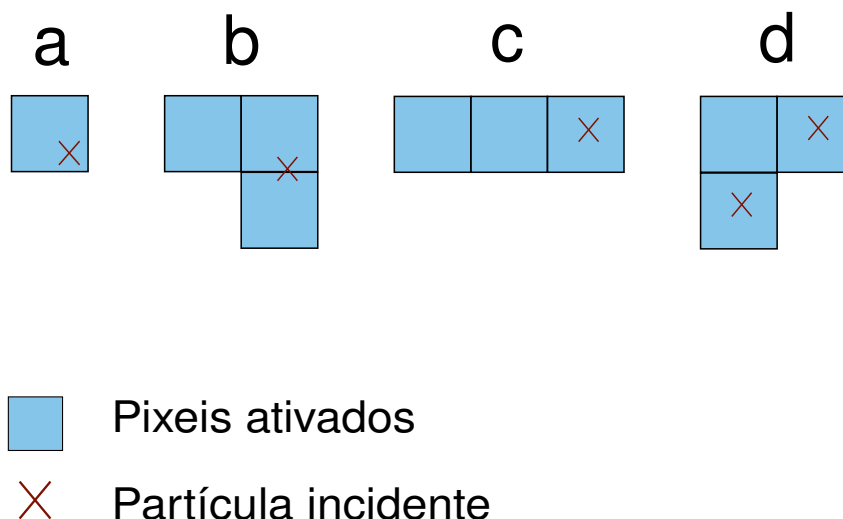


Figura 2.12 – Exemplos de possíveis geometrias de clusters: (a) 1 partícula ativando 1 píxel; (b) e (c) 1 partícula ativando 3 píxeis; (d) 2 partículas ativando 3 píxeis, situação que não permite identificar a passagem de duas partículas.

Embora esse processo seja indispensável na detecção de partículas, se duas partículas diferentes atingem píxeis vizinhos em um mesmo quadro, a análise dos píxeis ativados não permite identificar mais do que uma partícula, por isso o fluxo de partículas pode ter um grande impacto na eficiência do sensor.

2.2.3.3 Mascaramento temporal

Os sensores de píxel operam em modo de quadros, ou *frames*. Ao ser ativado por uma partícula, um píxel tem um tempo característico que chamamos de "tempo morto", como mostra o gráfico no canto inferior direito na Figura 2.10, o qual está relacionado com o tempo em que o píxel leva para perder a carga obtida após ser ativado. Isso implica que o mesmo píxel possa ser ativado em quadros consecutivos devido à passagem de uma única partícula. Em virtude disso, quando um píxel está carregado por dois quadros consecutivos, ao analisar os dados, ignoramos o segundo quadro e contabilizamos apenas a primeira ativação. Esse processo é o mascaramento temporal, que pode ser uma fonte de perda de eficiência uma vez que se duas partículas ou mais atingirem o mesmo píxel dentro desse intervalo, apenas uma partícula poderá ser contabilizada.

Tanto o mascaramento temporal quanto a clusterização afetam as condições experimentais com o qual se pode utilizar um sensor. Feixes de íons com um alto fluxo e em regiões muito concentradas podem inviabilizar o seu bom funcionamento. A seguir veremos a aplicação desses dois processos na quantificação da eficiência.

Feixe puntual

Um feixe puntual é um feixe que não diverge e atinge um único píxel; logo a perda de eficiência por clusterização pode ser ignorada. O mascaramento temporal pode ser adicionado aos cálculos o tempo de integração (t_I), que leva em conta o quadro do píxel e o seu tempo morto. A taxa de ativação de píxeis é dada por:

$$\Phi_c = \frac{P_r^{occ}}{t_I} = \frac{1 - e^{-rt_I}}{t_I} \quad (2.8)$$

Logo, pela Equação 2.3, a eficiência é:

$$\varepsilon = \frac{1 - e^{-rt_I}}{rt_I} \quad (2.9)$$

Na seção 3.1.1 temos a comparação entre as expressões analíticas com e sem mascaramento temporal com a simulação computacional.

Feixe divergente

Um feixe divergente de partículas atinge um número N de píxeis com um fluxo ϕ . Ao irradiar uma área A_{ilum} que corresponde a N píxeis, o número de clusters aumenta N vezes:

$$\Phi_c = \frac{P_r^{occ}}{t_{ROF}} N = \frac{P_r^{occ}}{t_{ROF}} \frac{A_{ilum}}{A_{1pixel}} \quad (2.10)$$

onde A_{1pixel} é a área de um píxel.

Com isso a eficiência torna-se:

$$\varepsilon = \frac{P_r^{occ}}{rt_{ROF}} \frac{A_{ilum}}{A_{1pixel}} \quad (2.11)$$

Quanto maior o número de partículas por unidade de tempo em uma região, maior a probabilidade desse evento ocorrer; portanto, a taxa de fluxo quantifica a taxa de partículas por unidade de área. Assim, podemos definir a taxa de fluxo ϕ como sendo:

$$\phi = \frac{\Phi_p}{A_{ilum}} = \frac{r}{A_{ilum}} \quad (2.12)$$

onde A_{ilum} é a área iluminada.

Para estimarmos a taxa passagem de partículas em um único píxel, basta multiplicar a taxa de fluxo pela área de um píxel. Obtemos a média de prótons em um píxel durante um quadro multiplicando pela duração do quadro:

$$\phi \cdot A_{1pixel} t_{ROF} = \frac{r \cdot t_{ROF} \cdot A_{1pixel}}{A_{ilum}} = \text{ambda} \quad (2.13)$$

Logo, podemos reescrever a eficiência em função da taxa de fluxo de partículas:

$$\varepsilon = \frac{P_r^{occ}}{\phi A_{1pixel} t_{ROF}} \quad (2.14)$$

Neste caso, teremos o efeito de mascaramento temporal e de clusterização influenciando na perda de eficiência. O primeiro é menos importante para baixos fluxos de partículas e torna-se mais intenso à medida que o fluxo de partículas aumenta. Adicionamos esse efeito aos nossos cálculos da mesma forma que na seção anterior. Portanto, a probabilidade de ocupação de 1 ou mais partículas em um píxel é, pela Equação 2.14:

$$\epsilon = \frac{1 - e^{-\phi \cdot A_{1pixel} t_I}}{\phi \cdot A_{1pixel} \cdot t_I} \quad (2.15)$$

A clusterização é mais complexa de se quantificar devido à quantidade muito variada de tipos de geometrias de clusters que são gerados após uma irradiação. O procedimento mais completo seria avaliar cada topologia de cluster e suas respectivas probabilidades de ocorrência. Nesse trabalho testamos a aproximação de que a grande maioria dos clusters são de um formato específico, como um aglomerado de píxeis 2x2. A Seção 3.1.2 apresenta o resultado de simulações de prótons em um feixe divergente nas condições experimentais descritas na Seção 2.2.3.4.2, que indicam que a maioria das geometrias de clusters são de uma matriz de 2x2 píxeis para baixos fluxos de partículas. Portanto, a Equação 2.13 modifica-se:

$$\lambda = \phi \cdot A_{npixel} \cdot t_{ROF} \quad (2.16)$$

onde A_{npixel} é a área de n píxeis. Por exemplo, um aglomerado 2x2 terá 4 píxeis.

De forma análoga ao mascaramento temporal, a eficiência é:

$$\epsilon = \frac{1 - e^{-\phi \cdot A_{npixel} t_{ROF}}}{\phi \cdot A_{npixel} \cdot t_{ROF}} \quad (2.17)$$

2.2.3.4 Simulação

Como já discutido nas Seções 2.2.3.2 e 2.2.3.3, os sensores de píxel possuem características que geram limitações experimentais relacionadas ao fluxo de partículas devido aos efeitos de clusterização e mascaramento. Utilizaremos o software *ALICE integrated Online-Offline System* com o objetivo de obter a eficiência do sensor em função do fluxo de partículas, para que seja possível avaliar os cenários no qual o sensor não é capaz de separar os sinais das partículas de forma adequada.

2.2.3.4.1 ALICE Integrated Online-Offline System

O *ALICE Integrated Online-Offline System* (O²) (ALICE, 2021) é um framework que está sendo desenvolvido pelo ALICE para analisar os dados obtidos das colisões do experimento. Para que isso seja possível, foi necessário reconstruir computacionalmente o

Experimento ALICE com as mudanças e aprimoramentos que estão sendo desenvolvidos durante o *Long Shutdown 2*. Os sensores ALPIDE estão reconstruídos nesse framework, e sua composição serviu como base para os modelos de ALPIDE nos cálculos com o SRIM, explicados na seção 3.1. A principal vantagem de se utilizar o O^2 é a simulação da resposta do detector, realizando a clusterização dos píxeis ativados e também o mascaramento de clusters, permitindo quantificar a perda de eficiência por empilhamento a fim de validar o modelo proposto neste trabalho. O projeto possui também geradores de eventos e transportadores de Monte Carlo, que fazem o transporte de partículas em meios materiais, calculando sua perda de energia, decaimento e entre outros.

2.2.3.4.2 Simulação do ALPIDE

Utilizando o framework O^2 , colocamos a posição inicial das partículas no centro de um chip ALPIDE. Escolheu-se prótons como partículas primárias e 2 formas de simulação, a primeira delas com um feixe puntual atingindo apenas 1 píxel, e a segunda com o feixe divergente, afastado cerca de 1,2 metros iluminando uma área de $0,05 \text{ cm}^2$ do ALPIDE. Ilustrações das formas de simulação estão na Figura 2.13 e 2.14.

Na simulação com feixe puntual estamos interessados na perda de eficiência por mascaramento temporal e por empilhamento. Já para um feixe aberto, temos também o efeito de clusterização, sendo importante analisar até qual valor de fluência o ALPIDE é utilizável com boa eficiência. A energia escolhida para analisar os efeitos de empilhamento foi de 1 a 6 GeV .

Um estudo acerca da eficiência em função da energia também foi feito utilizando dois transportadores Monte Carlo, Geant4 (Geant4, 2021) e FLUKA (Battistoni et al., 2015)(Böhlen et al., 2014)(FLUKA, 2021). Tratando-se de uma simulação desenvolvida, testada no regime de altas energias e projetada para outro contexto de utilização, duas pequenas mudanças no código fonte foram necessárias para lidar com partículas de baixa energia: o material do ambiente da simulação foi alterado para vácuo para que partículas não sejam espalhadas antes de atingir o sensor e para reproduzir condições típicas de utilização de IBA, e a energia de corte, que anteriormente era 1 MeV , foi diminuída para 0,1 keV . Na seção 3.1 encontra-se as simulações utilizando o O^2 para as duas situações descritas nas Figuras 2.13 e 2.14, bem como a comparação com os modelos teóricos descritos na seção anterior.

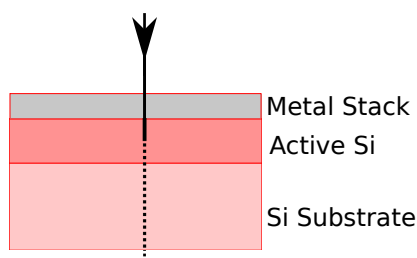


Figura 2.13 – Ilustração da simulação com um feixe puntual.

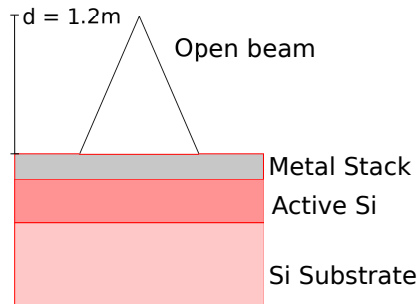


Figura 2.14 – Ilustração da simulação com um feixe divergente.

2.3 Interação de partículas carregadas com a matéria

Nesta seção veremos diversas consequências da interação de partículas com a matéria, como a perda de energia dos íons, a mudança na sua trajetória consequente de múltiplos espalhamentos e o dano resultante no material. A perda de energia é importante para avaliar o alcance dos íons no sensor, sendo possível prever o seu limite de detecção, assim como a energia dos íons transmitidos, como visto na Seção 2.1. O espalhamento múltiplo também é importante experimentalmente, pois o desvio na trajetória das partículas deve ser levado em consideração para posicionar detectores e amostras e também pelo fato de afetar a resolução dos resultados. A incidência de íons no material altera sua estrutura, modificando propriedades importantes, como a condutividade elétrica, no caso de um material semiconductor; portanto, avaliar o dano que os íons causam no sensor definirá uma estimativa de sua durabilidade.

2.3.1 Perda de energia de partículas e íons

Partículas e íons carregados perdem energia ao interagirem com a matéria pelo processo de espalhamento elástico com o núcleo e também por colisões inelásticas com elétrons do material. Dessa forma, a perda de energia pode ser entendida como a soma da contribuição nuclear e eletrônica; portanto, definimos o *Stopping Power* ou Poder de Freamento, que é a perda de energia por unidade de comprimento, pela equação:

$$S = -\frac{dE}{dx} = S_{nuc} + S_{ele} \quad (2.18)$$

onde S é o stopping power, S_{nuc} e S_{ele} são o stopping power nuclear e eletrônico, respectivamente.

Para energias acima de 10 keV , a contribuição nuclear é tão ínfima que pode ser desprezada. No caso de energias maiores que $0,3 \text{ MeV}$, que chamamos de região de Bethe, a equação de Bethe descreve a perda de energia eletrônica:

$$-\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} = \frac{4\pi r_e^2 m c^2 z^2 Z N_A}{\beta^2 A} \left[\ln \left(\frac{2m c^2 \beta^2}{I(1 - \beta^2)} \right) - \beta^2 \right] \quad (2.19)$$

onde $\beta = (v/c)^2$, sendo v é a velocidade da partícula e c a velocidade da luz, r_e é o raio clássico do elétron, Z é o número atômico do alvo, z é a carga da partícula, A é a massa atômica do alvo, N_A é o número de Avogadro e I é a energia de excitação média do material.

Duas correções provenientes da densidade (δ) e do efeito de camada (C) podem ser adicionadas na equação para torná-la mais precisa para energias próximas de 0,3 MeV:

$$-\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} = \frac{4\pi r_e^2 m c^2 z^2 Z N_A}{\beta^2 A} \left[\frac{1}{2} \ln \left(\frac{2m c^2 T_{max} \beta^2}{(1 - \beta^2)} \right) - \beta^2 - \ln I - \frac{C}{Z} - \frac{\delta}{2} \right] \quad (2.20)$$

onde T_{max} é valor máximo de energia em uma colisão com um elétron livre.

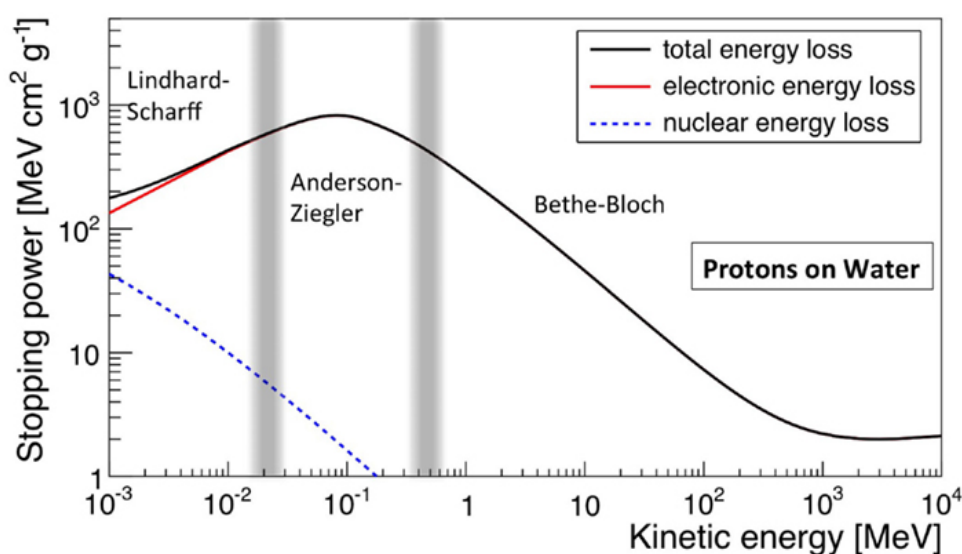


Figura 2.15 – Stopping power de prótons na água, ilustrando as componentes eletrônica e nuclear em função da energia cinética (Kraan, 2015).

A Figura 2.15 mostra o stopping power de prótons na água em função da energia cinética. Pode-se observar que para energias mais baixas temos também a região de Lindhard-Scharff e de Anderson-Ziegler, descritas por outros modelos diferentes da equação de Bethe. À medida que a energia cresce, a perda de energia nuclear diminui e com isso a perda de energia total praticamente coincide com a perda de energia eletrônica.

A partir da Equação 2.18 é possível obter a distância máxima percorrida por uma partícula com energia inicial E_o até ser absorvida pelo meio, também chamado de alcance:

$$\Delta x = - \int_{E_o}^0 \frac{dE}{S(E)} = \int_0^{E_o} \frac{dE}{S(E)} \quad (2.21)$$

Na Figura 2.16 temos o alcance de prótons em função da energia cinética inicial na água, em ferro e em chumbo.

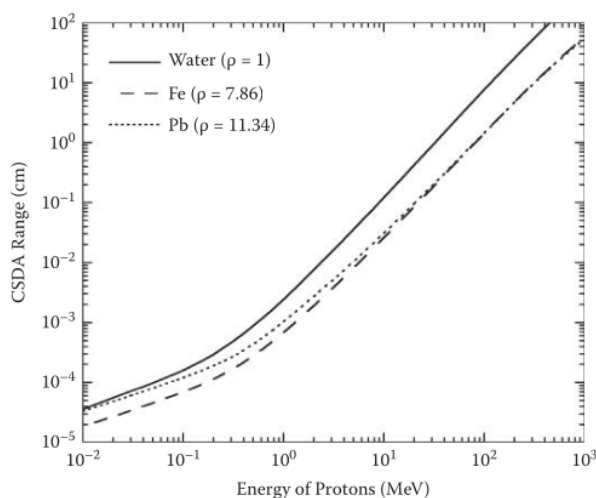


Figura 2.16 – Alcance de prótons em função da energia cinética na água, em ferro e em chumbo (Nikjoo et al., 2012).

A perda de energia se deve a processos estocásticos, de forma que há, intrinsecamente, uma flutuação estatística em torno do valor estimado pela equação de Bethe. Define-se como *straggling de energia* e *straggling longitudinal* as flutuações na energia e no alcance, respectivamente. A Figura 2.17 mostra o espectro de energia de píons de 500 MeV em silício em diferentes alcances. Visto que o alcance está relacionado à perda de energia, observamos a mesma flutuação, como podemos ver na Figura 2.18, onde observa-se uma variação na taxa de partículas em torno do alcance médio.

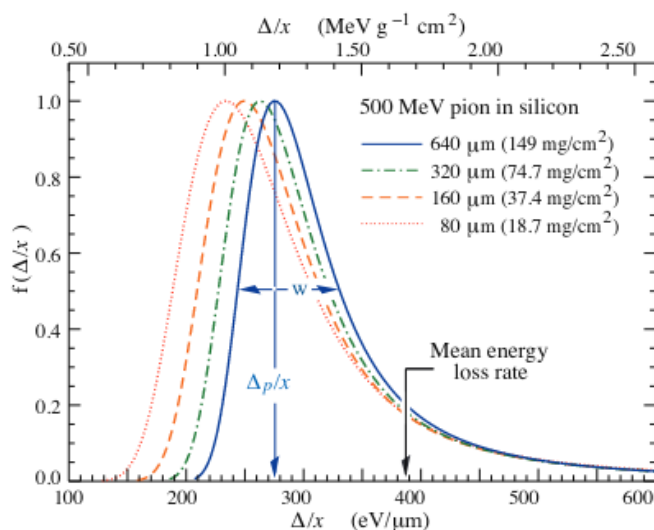


Figura 2.17 – Distribuição de energia de píons em silício para diferentes espessuras (Zyla et al., 2020).

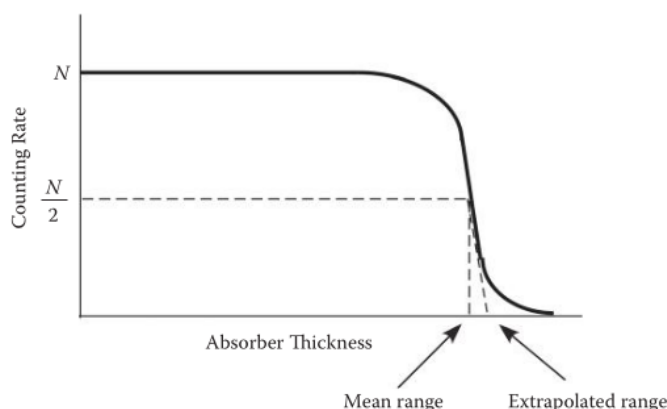


Figura 2.18 – Taxa de contagem de partículas em função da espessura de um material (Nikjoo et al., 2012)..

2.3.2 The Stopping and Range of Ions in Matter (SRIM)

O SRIM é um conjunto de programas que calculam o stopping power e o alcance de íons em diversos materiais, criado em 1985 (Ziegler e Biersack, 1985) e é mantido sendo atualizado e aprimorado desde então. É muito popular na área de Análise por Feixe de Íons devido a sua praticidade e acurácia nos cálculos de perda de energia e alcance. A Tabela 2 mostra os valores de entrada e a saída do programa. Nas Figuras 2.19 e 2.20 são mostrados o stopping power de íons de hidrogênio no silício e o alcance de íons de hidrogênio e hélio no metal do ALPIDE a partir das tabelas do SRIM. Nas seções a seguir, veremos como calcular a perda e o straggling de energia pelas tabelas do SRIM, pois são grandezas de interesse para o nosso trabalho.

Dados de entrada	Dados de saída
Íon	Energia cinética (eV)
Materiais do alvo	Stopping power eletrônico (keV/ μm)
Porcentagem de massa	Stopping power nuclear (keV/ μm)
	Alcance médio (μm)
	Straggling longitudinal (μm)
	Straggling lateral (μm)

Tabela 2 – Dados de entrada e saída do SRIM.

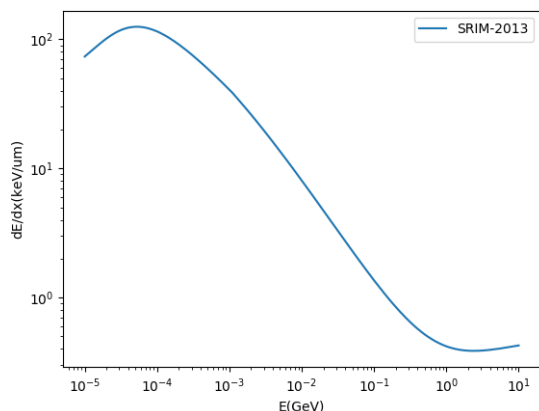


Figura 2.19 – Stopping power de íons de hidrogênio no silício pelo SRIM.

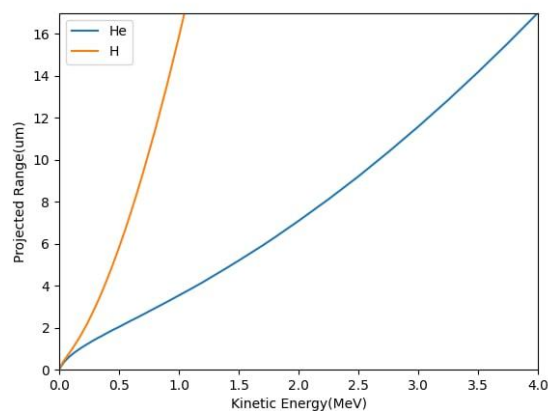


Figura 2.20 – Alcance de íons de hidrogênio e hélio no metal do ALPIDE pelo SRIM.

2.3.2.1 Perda de energia

No regime de altas energias, no qual o ALPIDE foi designado, a energia perdida pela partícula ao passar pelo sensor é irrelevante, porém para baixas energias é bastante considerável, sendo um valor importante para considerar a viabilidade na utilização do ALPIDE para determinados íons e energias.

Teoricamente, a energia perdida pode ser calculada a partir da Equação 2.18, isolando em relação a dE e integrando:

$$\xi = \int_{\gamma(x)} S(x) dx \quad (2.22)$$

onde γ é uma trajetória parametrizada arbitrária.

Se supormos que a partícula se move em apenas uma dimensão, os limites de integração serão apenas a posição final e inicial. No entanto, o SRIM nos fornece o stopping power em função da energia e não da posição. Um cálculo aproximado foi feito considerando que a perda de energia é aproximadamente constante em fatias de $1 \mu m$, portanto a perda de energia pode ser escrita como:

$$\Delta E = -S(E)\Delta x \quad (2.23)$$

onde $S(E)$ é o stopping power em função da energia, E é a energia do íon e Δx é distância, que no nosso caso é $1 \mu m$.

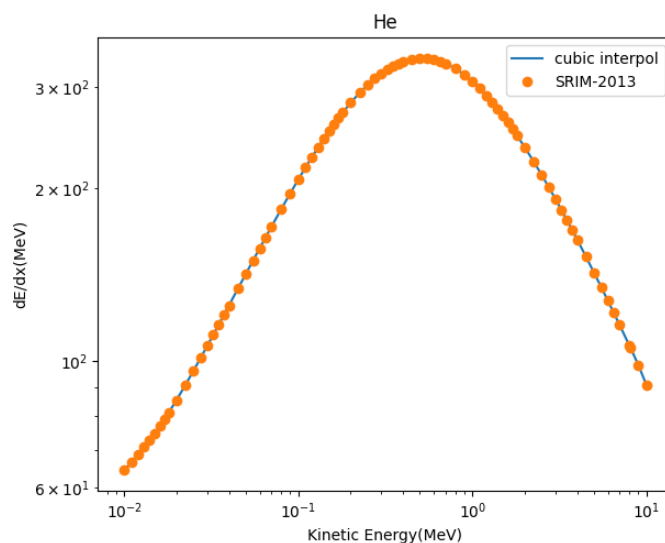


Figura 2.21 – Interpolação cúbica do stopping power em função da energia cinética para o íon de hélio no ALPIDE.

A função $S(E)$ foi obtida a partir de uma interpolação cúbica dos dados do SRIM, como o exemplo na Figura 2.21. Partindo de uma energia inicial E_o , diminuimos esse valor seguindo a Equação 3.2 e o utilizamos para obter um novo valor de $S(E)$. Esse processo foi repetido sucessivamente até que a soma da distância das fatias fosse igual ao comprimento do ALPIDE. Neste caso em particular são 50 fatias, pois o sensor possui $50 \mu m$ de comprimento. A Tabela 3 na Seção 3.2.2 mostra os resultados da perda de energia para diversos íons utilizando o método descrito.

2.3.3 Espalhamento múltiplo

Ao passar por um material, uma partícula ou íon sofre diversos espalhamentos que alteram a sua trajetória, como mostra a Figura 2.22, onde tem-se a trajetória de uma partícula atravessando um material qualquer. O espalhamento predominante neste caso é devido à interação Coulombiana, descrita pela teoria de Rutherford.

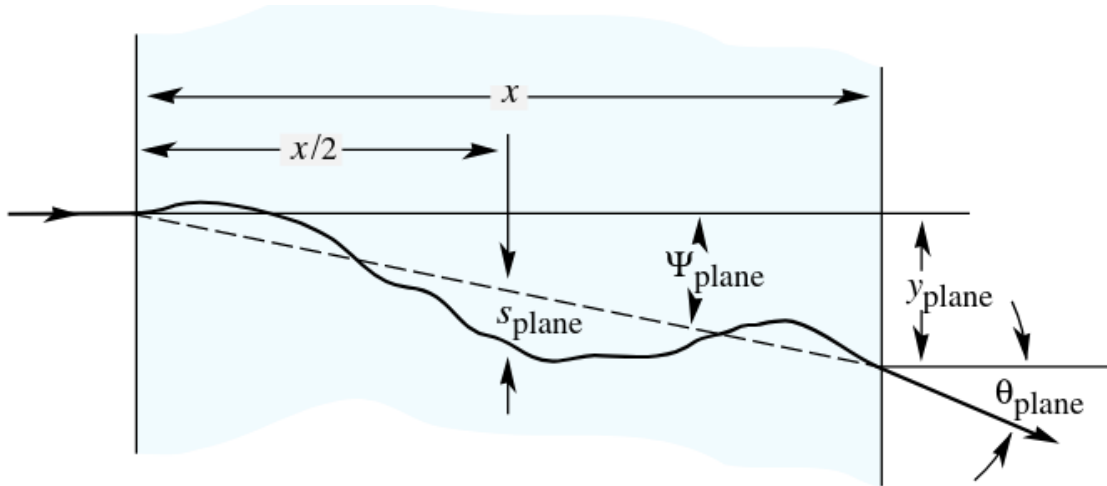


Figura 2.22 – Ilustração da trajetória de uma partícula dentro de um material (Zyla et al., 2020).

A teoria de Molière descreve muito bem a distribuição de partículas resultante de múltiplos espalhamentos, tendo sido obtida por outros pesquisadores de formas distintas (Lynch e Dahl, 1991). Modelos aproximados são muito utilizados pela sua simplicidade, como o modelo aprimorado de Highland, obtido a partir de um fit gaussiano da teoria de Molière e com correções para lidar com partículas não-relativísticas e para alvos com baixo número atômico. O modelo, no entanto, possui limitações para materiais com alto número atômico, como chumbo, e para distâncias muito pequenas comparadas ao *Radiation length* do material (Lynch e Dahl, 1991). Assim, o ângulo (θ_o) do plano de espalhamento que contém 98% das partículas é dado por:

$$\theta_o = \frac{13,6 \text{ MeV}}{\beta c p} z \sqrt{\frac{x}{X_o}} \left[1 + 0.038 \ln \left(\frac{x z^2}{X_o \beta^2} \right) \right] \quad (2.24)$$

Onde p é o momentum, βc é velocidade, z é o número atômico do íon incidente, x é a profundidade do alvo e X_o é o *Radiation length*.

O *Radiation length* é uma característica do material relativa a perda de energia de elétrons por bremsstrahlung e de fótons por produção de pares elétron-pósitron. Pode-se calcular o *Radiation length* de um material com múltiplos elementos pela equação:

$$\frac{1}{X_o^{mix}} = \sum_{\{j\}} \frac{\omega_j}{X_j} \quad (2.25)$$

onde ω_j e X_j são, respectivamente, a fração de massa e o *Radiation length* relativos ao elemento químico j .

A Equação 2.24 funciona bem em primeira aproximação e para altas energias, porém no regime de baixas energias o íon perde muita energia ao atravessar um material, portanto o momentum e a velocidade da partícula mudam muito à medida que a partícula penetra o

alvo. Uma generalização dessa equação é bastante útil pois podemos dividir o alvo em diversas camadas (Lynch e Dahl, 1991):

$$\theta_o = S_2 z \sqrt{\sum_{i=1}^n \frac{x}{X_o p^2 \beta^2}} \left[1 + \epsilon \log_{10} \left(\sum_{i=1}^n \frac{x z^2}{X_o \beta^2} \right) \right] \quad (2.26)$$

onde n é o numero de camadas, $S_2 = 14.1 \text{ MeV}$ e $\epsilon = 1/9$ são termos de correção, p é o momentum, βc é velocidade, z é o número atômico do íon incidente, x é a profundidade do alvo e X_o é o *Radiation length*.

Utilizando o modelo de camadas descrito pela equação acima, calculou-se o ângulo de espalhamento múltiplo que contém 98% das partículas para diferentes íons e energias. Os resultados encontram-se na tabela 4 da seção 3.2.2

2.3.4 Danos causados pela radiação

Os danos da radiação em detectores de silício são divididos em danos estruturais e de superfície. O dano mais importante é o estrutural, pois é aquele no qual a estrutura cristalina é alterada, modificando as propriedades eletrônicas do material e afetando o funcionamento adequado do detector; a principal causa desse dano é a colisão do íon com um átomo da rede cristalina, gerando um *par de Frenkel*, caracterizado por uma vacância e um átomo intersticial. A vacância é a região de origem do átomo que está vaga, e o átomo intersticial é o átomo que foi retirado da rede cristalina e agora está numa região onde não deveria haver átomo nenhum, chamado de interstício. A Figura 2.23 ilustra esse conceito.

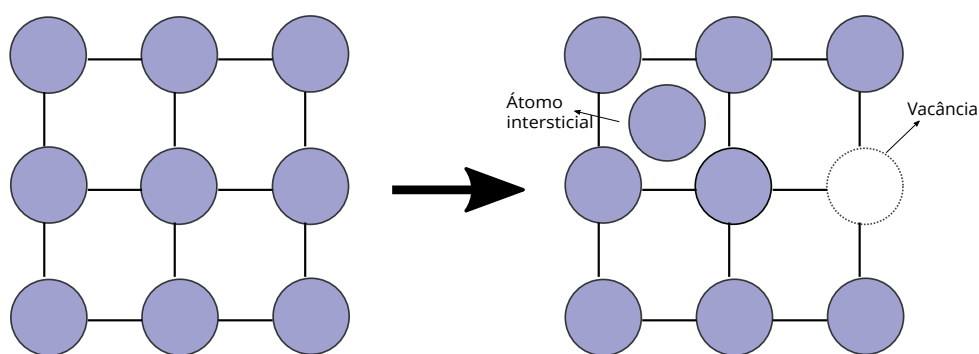


Figura 2.23 – Ilustração da rede cristalina e o par de Frenkel gerado após a colisão do projétil com o átomo.

Os danos estruturais causam defeitos pontuais ou defeitos de cluster, dependendo da energia, que comprometem a eficiência do detector, como a piora na coleta de carga na região epitaxial ou a mudança na concentração do dopante e, conseqüentemente, alterando a condutividade elétrica da camada epitaxial. A Figura 2.24 mostra os dois tipos de defeitos.

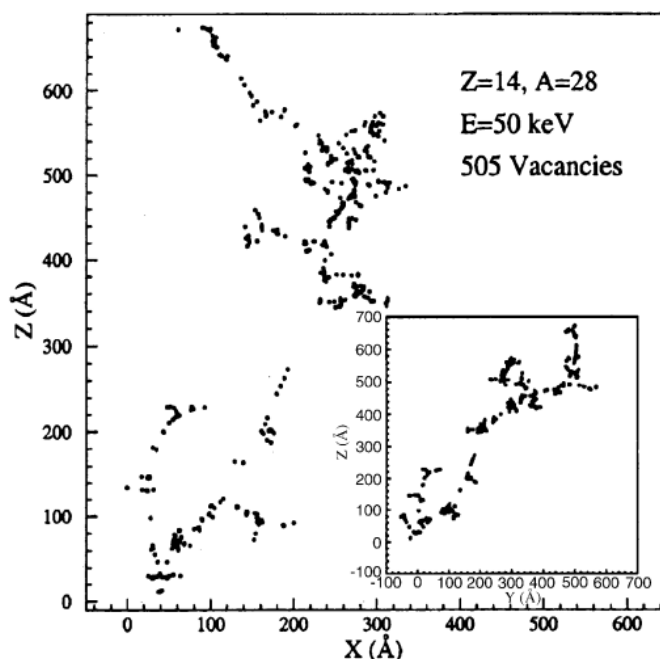


Figura 2.24 – Simulação da distribuição de vacâncias no silício causadas por um nêutron de 1 MeV. (Lindström, 2003).

Os danos provocados por íons no sensor determinarão a sua durabilidade. No nosso estudo, esse é um fator muito importante, pois o número de vacâncias por íon incidente é maior para baixas energias e também para íons pesados. A estimativa de danos será feita utilizando o *The Transport of Ions in Matter* (TRIM).

2.3.4.1 The Transport of Ions in Matter (TRIM)

O TRIM é um simulador desenvolvido por Ziegler e Biersack, mesmo autor do SRIM, que calcula a perda de energia pela passagem de íons da matéria pelo método de Monte Carlo. O grande diferencial desse programa é a possibilidade de trabalhar com estruturas mais complexas, como um sólido com camadas, mas também por ser capaz de estimar as vacâncias geradas e o sputtering.

Existem dois tipos de simulações para estimar as vacâncias no material; o cálculo rápido utiliza o método de Kinchin-Pease, e o detalhado que simula a trajetória de cada partícula gerada e as cascatas resultantes para contabilização das vacâncias. Três grandezas de entrada são necessárias:

- Displacement Energy (E_d): Energia mínima para retirar um átomo de sua estrutura cristalina longe o suficiente para que ele não retorne.
- Lattice Binding Energy (E_L): Energia mínima para retirar um átomo da sua estrutura cristalina.

- Surface Binding Energy (E_B): Análogo a Lattice Binding Energy, porém para átomos na superfície.

O método detalhado de cálculo do dano é o mais indicado para o cálculo de vacâncias (Weber e Zhang, 2019), embora significativamente mais demorado computacionalmente. O número de vacâncias por íons e angstrom é um dos dados de saída fornecidos pelo programa; logo, podemos obter o número de vacâncias por íons na camada epitaxial ao integrarmos em relação a profundidade entre a região da área epitaxial, que é entre 10 a 34 μm . Nas Figuras 2.25 e 2.26, temos a distribuição de vacâncias em duas simulações no TRIM, onde as áreas cinza representam a integral das vacâncias na região epitaxial.

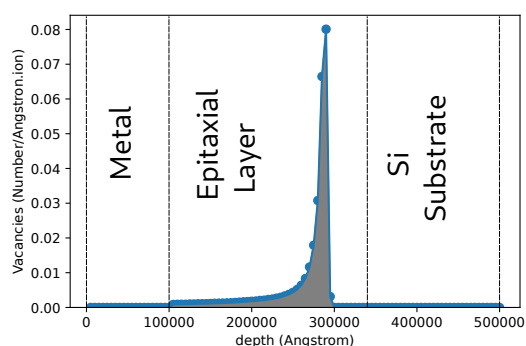


Figura 2.25 – $\frac{\text{vacâncias}}{\text{íon.angstrom}}$ na área epitaxial do ALPIDE de íons de 40 MeV de oxigênio.

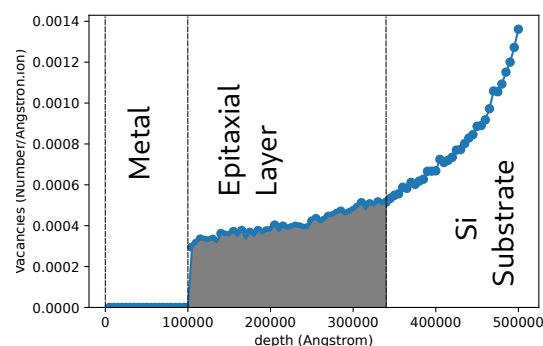


Figura 2.26 – $\frac{\text{vacâncias}}{\text{íon.angstrom}}$ na área epitaxial do ALPIDE de íons de 60 MeV de nitrogênio.

Na nossa simulação, utilizamos os valores de E_d e E_L baseados nas recomendações de (Agarwal et al., 2021); para o silício, $E_d = 33 \text{ eV}$ e $E_L = 7 \text{ eV}$, alumínio, $E_d = 25 \text{ eV}$ e $E_L = 2.3 \text{ eV}$. A exceção foi o oxigênio, que foi utilizado o valor padrão do TRIM por não encontrarmos alternativa na literatura, $E_d = 28 \text{ eV}$ e $E_L = 3 \text{ eV}$. O valor mais importante para a simulação é o do silício pois o dano será analisado apenas na camada epitaxial. Os parâmetros da camada de metal interferem muito pouco na produção de vacâncias da camada sensível. Efeitos secundários de dano, como danos causados por energia de ionização no componentes eletrônicos e implantação de íons na camada sensível não foram considerados.

Estimando a durabilidade do sensor

Estudos anteriores realizados por Raskina e Křížek, que consistiram na irradiação do ALPIDE com prótons de 30 MeV até uma fluência de $1,5 \times 10^{13}$ prótons.cm⁻², observaram que o sensor atingia os requisitos mínimos para utilização no experimento ALICE quando utilizado em um limiar de carga entre $150e^-$ a $200e^-$ (Raskina e Křížek, 2019), como

mostra a Figura 2.27. Os requisitos mínimos são a eficiência de detecção maior que 99% e uma taxa de falsa ativação menor que $\frac{10^{-6}}{\text{pixel.evento}}$.

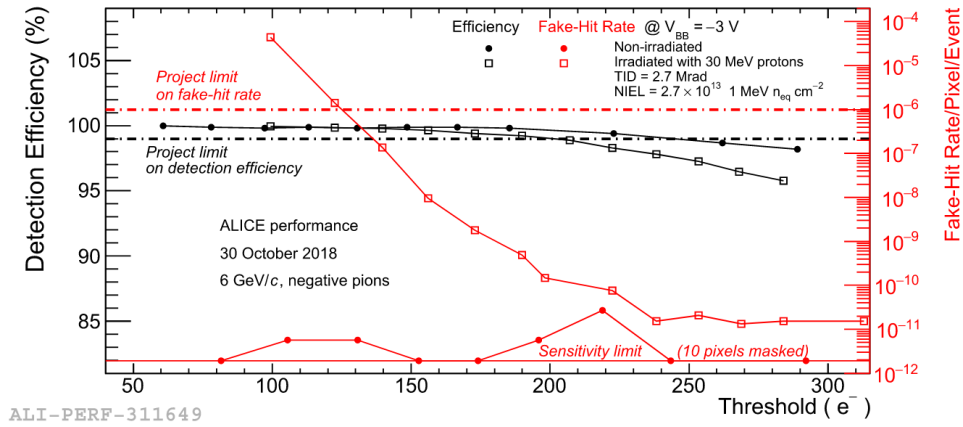


Figura 2.27 – Eficiência e taxa de ativações falsas em função do limiar de carga após irradiação do ALPIDE com prótons de 30 MeV (Raskina e Křížek, 2019).

A partir dos resultados obtidos pelo TRIM, é possível obter a densidade de área de vacâncias geradas na camada epitaxial por essa fluência:

$$N_V^{TRIM} \cdot \Phi_{exp} = \sigma_V \quad (2.27)$$

onde N_V^{TRIM} são as vacâncias por íons de hidrogênio de 30 MeV, Φ_{exp} é a fluência de prótons no experimento e σ_V é a densidade de área de vacâncias.

A partir da equação acima, podemos obter a fluência de um determinado íon e energia para obter um dano equivalente à σ_V :

$$\Phi = \frac{\sigma_V}{N_V} \quad (2.28)$$

onde N_V é o número de vacâncias por íon.

Os resultados de simulações de danos induzidos por íons no ALPIDE encontram-se na Seção 3.2.3.

3 Resultados e Discussão

Nesta seção apresentaremos e discutiremos os resultados obtidos pelos métodos de simulação descritos no capítulo anterior. Começaremos analisando eficiência do sensor por empilhamento de partículas. Em seguida, trataremos dos efeitos materiais, onde será discutido as grandezas de interesse para cada arranjo experimental, como resumido na Tabela 1, bem como os danos da radiação no sensor.

3.1 Efeitos de empilhamento

Como visto na Seção 2.2.3, a incidência de partículas carregadas em regiões muito próximas ou em curtos intervalos de tempo afeta a capacidade do ALPIDE em separar os efeitos de cada partícula, resultando em perda de eficiência. Nas Seções 2.2.3.3 e 2.2.3.3, quantificamos a perda de eficiência através da distribuição de Poisson para 2 casos específicos. O primeiro, um feixe puntual, isto é, não diverge, no qual o interesse está na perda de eficiência por empilhamento e mascaramento temporal. O segundo, um feixe levemente divergente que irradia uma área finita do ALPIDE para estudar a perda de eficiência pela ação combinada do tempo e da clusterização.

3.1.1 Feixe puntual

A resposta do ALPIDE para ocupação de um único píxel e um feixe puntual foi realizada no O^2 . O feixe foi configurado para não possuir dispersão angular, lançando prótons sempre no mesmo ponto do sensor. Os resultados foram comparados com as equações discutidas na seção 2.2.3.1 considerando a perda de eficiência modelada pela estatística de Poisson, como mostrado na figura abaixo pelas curvas vermelha e verde. Observamos, portanto, que a curva com mascaramento temporal é bastante próxima dos resultados da simulação.

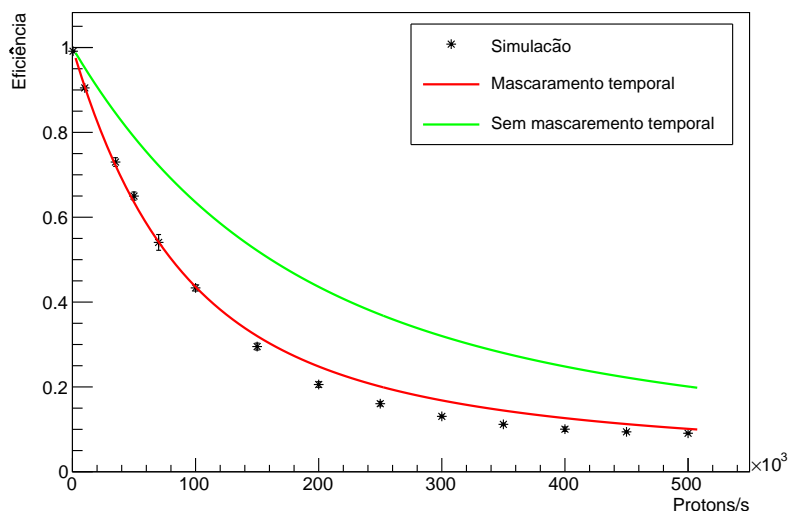


Figura 3.1 – Eficiência em função da taxa de interação para um feixe puntual.

Embora seja um caso bastante ideal, esse teste foi útil para garantir que nossa modelagem era consistente e que a simulação se comportava como o esperado, validando a escolha de dois quadros como a janela temporal a ser utilizado na equação 2.9. Na próxima seção será avaliada a perda de eficiência do ALPIDE combinando o efeito temporal e o de clusterização por meio de simulações com um feixe divergente, isto é, um feixe que ilumina uma área finita do sensor.

3.1.2 Irradiação do ALPIDE por feixe de área finita

Dois regimes foram estudados ao irradiar íons no chip com uma área iluminada de 0.5 cm^2 . Quando submetido a baixas fluências, o efeito de mascaramento não é tão importante, sendo possível estimar, até aproximadamente $150 \times 10^6 \text{ ions.cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, a eficiência do sensor apenas pela Equação 2.17, que corresponde ao modelo de Poisson que considera aglomerados 2x2 de píxeis, como mostra a Figura 3.2.

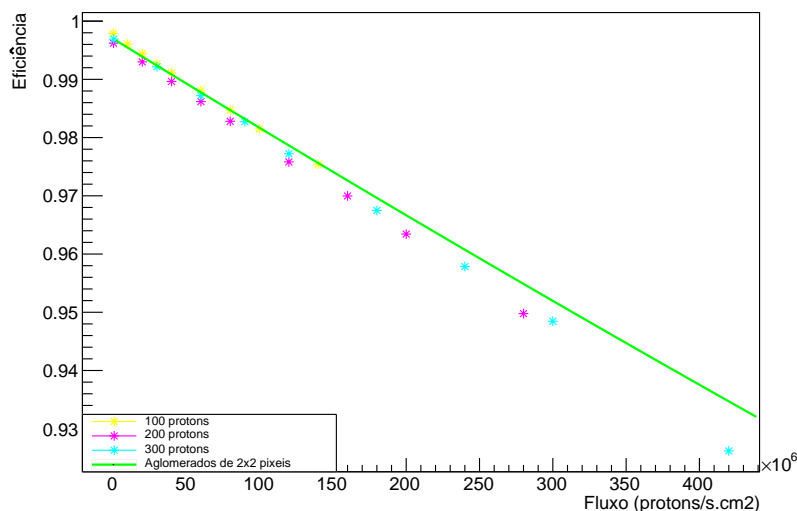


Figura 3.2 – Eficiência em função da fluência para o regime de baixos fluxos de partículas. A linha vermelha representa a Equação 2.17.

À medida que o fluxo de partículas aumenta, a perda de eficiência torna-se mais complicada pois há a combinação da clusterização e do mascaramento, sendo que o primeiro inclui diversas geometrias de clusters. Pode-se observar na Figura 3.3 que fluxos de partículas da ordem de $10^9 \text{ ions.cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ causam perdas significativas de eficiência devido à impossibilidade do sensor em separar os sinais das partículas incidentes. As linhas preta e verde são os efeitos de mascaramento temporal e de clusterização com aglomerados de píxeis 2x2, respectivamente.

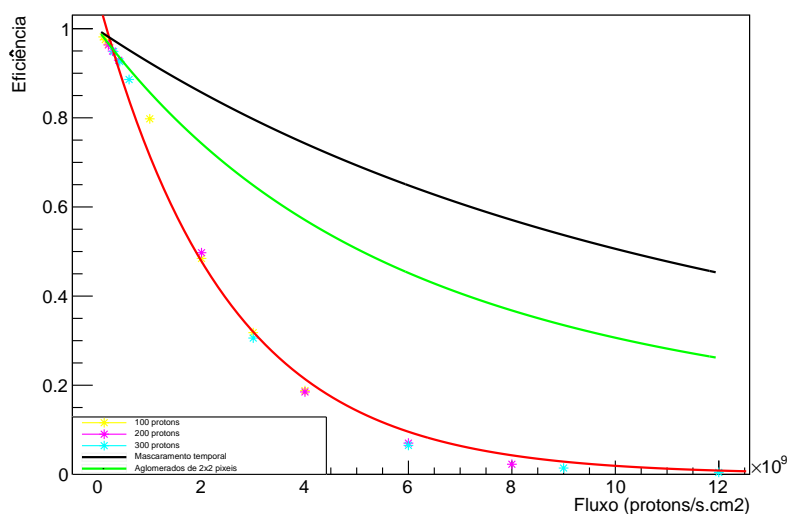


Figura 3.3 – Eficiência em função da fluência. A linha vermelha representa um fit exponencial dos dados.

A linha vermelha representa um fit exponencial que permite avaliar de forma quantita-

tiva e integrada as duas perdas e eficiência, dada por:

$$\varepsilon = \exp(ax + b) \quad (3.1)$$

encontramos $a = (-4.0 \pm 0.1) \times 10^{10}$ e $b = 0.07 \pm 1$.

3.2 Efeitos materiais

3.2.1 Modo de não-transmissão

O maior interesse no modo de não-transmissão é no limiar de energia para detecção, como discutido na seção 2.1.1. Dessa forma, é necessário que os íons tenham energia para atravessar $10\mu m$ de metal. A composição química da camada de metal foi baseada no modelo utilizado nas simulações do Experimento ALICE através do *framework* O^2 , que será melhor explicitado na seção 3.3. Trata-se de uma mistura de 17% de alumínio, 38,8% de silício e 44,2% de oxigênio. Geramos uma tabela de stopping power pelo SRIM da camada de metal do ALPIDE com o intuito de obter a energia mínima de detecção para íons do hidrogênio ao neônio. A Figura 3.4 mostra o limiar de detecção em função do número atômico do projétil.

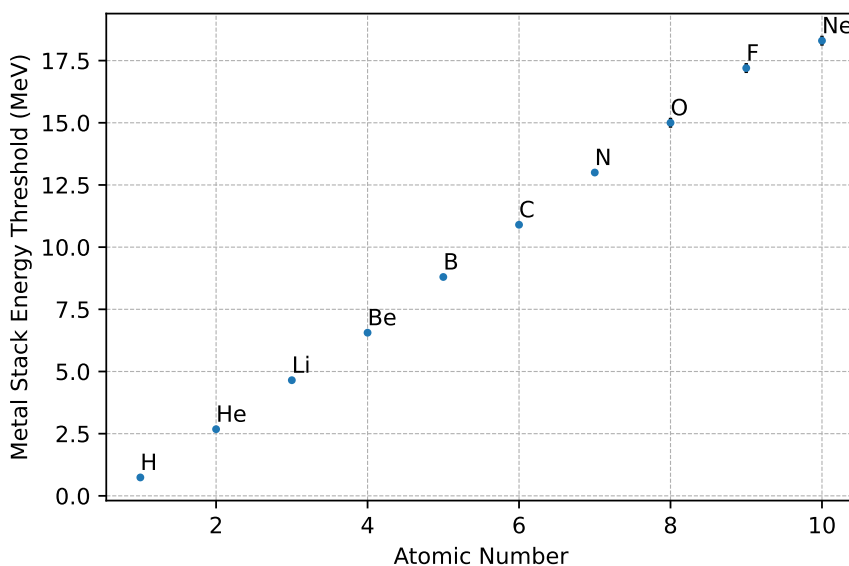


Figura 3.4 – Limite de energia para o íon penetrar o ALPIDE até a camada epitaxial em função do número atômico do projétil.

A detecção de íons H e He, por exemplo, ocorre se o íon tem pelo menos aproximadamente 1 MeV e $2,5\text{ MeV}$, respectivamente. Portanto, esse resultado estabelece um limiar de energia com o qual se consegue trabalhar com o sensor. Medidas experimentais

utilizando aceleradores que tivessem um limite de energias menor ou muito próximo a esses valores não conseguiriam utilizar esse sensor em suas medidas.

Utilizou-se o O^2 para obter o limite de detecção de prótons (H^+) através de simuladores Monte Carlo, FLUKA e GEANT4, como forma de comparação. Os resultados estão nas Figuras 3.5 e 3.6. A média de energia e o stragglng foram obtidos através de um fit da função distribuição acumulada da gaussiana. Os resultados são:

$$K_{SRIM} = 0.96 \pm 0.07 \text{ MeV}$$

$$K_{Fluka} = 0.99 \pm 0.01 \text{ MeV}$$

$$K_{Geant4} = 1.00 \pm 0.05 \text{ MeV}$$

Os resultados obtidos são semelhantes e indicam uma boa consistência da simulação, dado que o resultado do SRIM foi calculado a partir de métodos semi-empíricos e os resultados do Fluka e do Geant4 foram gerados através do método de Monte Carlo com pacotes físicos diferentes entre si. É importante comentar que o modelo do ALPIDE no O^2 é ligeiramente diferente do nosso trabalho. A camada de metal no O^2 é de $15 \mu m$, enquanto que no nosso modelo é de $10 \mu m$; portanto, na tabela de perda de energia nós utilizamos a energia correspondente a $15 \mu m$.

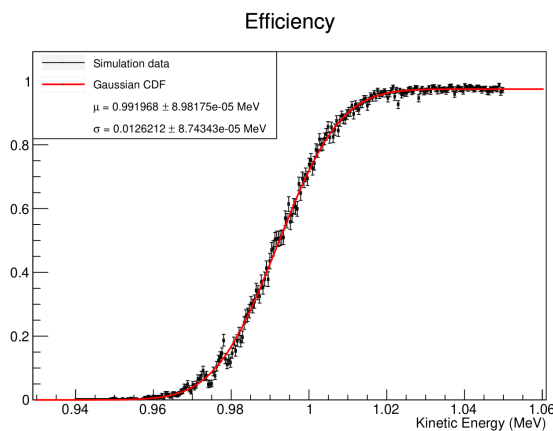


Figura 3.5 – Simulação da eficiência do ALPIDE em função da energia cinética inicial usando o FLUKA.

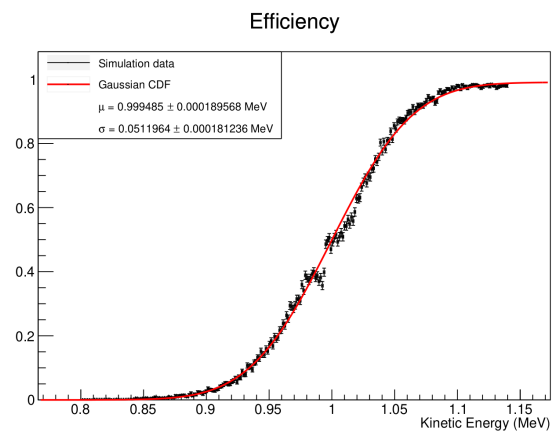


Figura 3.6 – Simulação da eficiência do ALPIDE em função da energia cinética inicial usando o Geant4.

3.2.2 Modo de transmissão

A utilização do ALPIDE no modo de transmissão reflete experimentos nos quais a detecção ou a interação dos íons com a amostra ocorre após a passagem pelo sensor. Nesses casos, estudamos os efeitos da passagem dos íons pelos sensores ALPIDE para determinar o limite de energia para transmissão de íons, a energia perdida e a dispersão angular.

Um modelo homogêneo de ALPIDE foi feito a partir da média ponderada dos elementos das camadas (20% metal e 80% silício). Tendo em vista isso, foi calculado o limiar de energia para transmissão de íons no ALPIDE, como mostra a Figura 3.7

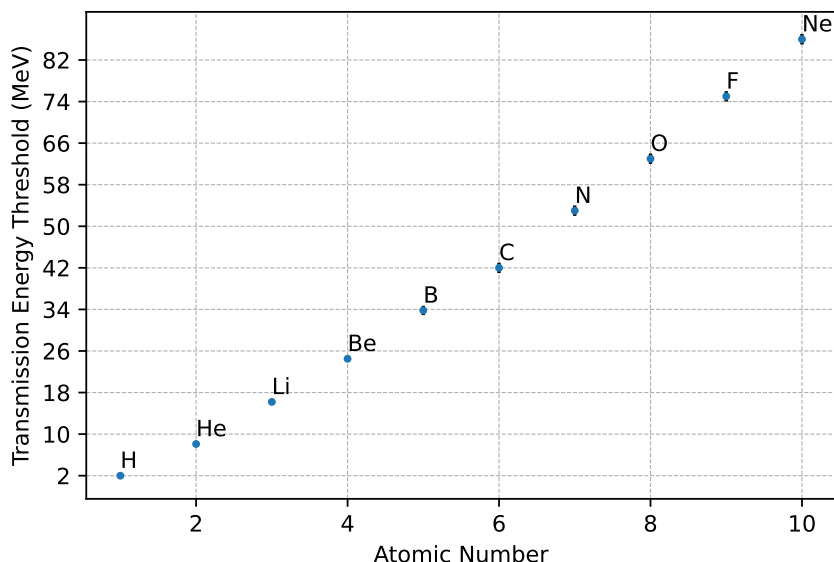


Figura 3.7 – Limite de energia para o íon atravessar o ALPIDE em função do número atômico do projétil.

Utilizando o método descrito na Seção 2.3.2.1 para perda de energia, a Tabela 3 abaixo mostra a energia em MeV do íon incidente e a porcentagem dessa energia que foi perdida durante a passagem pelo ALPIDE:

		Energia Cinética do Projétil (MeV)												
		4.0	8.0	10.0	15.0	20.0	30.0	40.0	50.0	60.0	70.0	80.0	90.0	100.0
Projétil	H	22%	6%	4%	2%	1%	0.5%	0.3%	0.2%	0.2%	0.1%	0.1%	0.08%	0.07%
	He	-	-	57%	25%	14%	7%	4%	3%	2%	1%	1%	1%	0.8%
	Li	-	-	-	-	60%	26%	15%	10%	7%	5%	4%	3%	3%
	Be	-	-	-	-	-	66%	37%	24%	16%	12%	9%	7%	6%
	B	-	-	-	-	-	-	71%	45%	31%	23%	18%	14%	12%
	C	-	-	-	-	-	-	-	73%	50%	37%	28%	22%	18%
	N	-	-	-	-	-	-	-	-	80%	59%	45%	36%	29%
	O	-	-	-	-	-	-	-	-	-	83%	65%	51%	42%
	F	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	92%	75%	62%
	Ne	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	96%	80%

Tabela 3 – Tabela da fração de energia inicial perdida para cada íon ao passar pelo ALPIDE.

O cálculo de ângulo de espalhamento múltiplo que contém 98% das partículas, importante para a montagem experimental, foi obtido pela Equação 2.26 cujo resultado está na Tabela 4. Aproveitou-se a mesma estrutura de camadas do cálculo de perda de energia.

		Energia Cinética do Projétil (MeV)												
		4.0	8.0	10.0	15.0	20.0	30.0	40.0	50.0	60.0	70.0	80.0	90.0	100.0
Projétil	H	2.2°	1.0°	0.8°	0.5°	0.4°	0.2°	0.2°	0.1°	0.1°	0.1°	0.1°	0.1°	0.1°
	He	-	-	1.2°	0.6°	0.4°	0.3°	0.2°	0.2°	0.1°	0.1°	0.1°	0.1°	0.1°
	Li	-	-	-	-	0.6°	0.3°	0.2°	0.2°	0.1°	0.1°	0.1°	0.1°	0.1°
	Be	-	-	-	-	-	0.4°	0.2°	0.2°	0.1°	0.1°	0.1°	0.1°	0.1°
	B	-	-	-	-	-	-	0.4°	0.2°	0.2°	0.1°	0.1°	0.1°	0.1°
	C	-	-	-	-	-	-	-	0.3°	0.2°	0.1°	0.1°	0.1°	0.1°
	N	-	-	-	-	-	-	-	-	0.3°	0.2°	0.1°	0.1°	0.1°
	O	-	-	-	-	-	-	-	-	-	0.3°	0.2°	0.1°	0.1°
	F	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	0.3°	0.2°	0.1°
	Ne	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	0.4°	0.2°

Tabela 4 – Tabela do ângulo de espalhamento para cada íon e suas respectivas energias.

É possível observar que, com exceção de baixas energias como Hidrogênio a 4 ou 8 MeV, onde temos um ângulo de espalhamento maior, para maiores energias o ângulo de espalhamento varia entre 0.1° a 0.4°.

3.2.3 Danos induzidos por íons

Para estimar o dano produzido por íons detectados no ALPIDE, foram feitas três simulações de 100 mil partículas para diferentes íons e energias utilizando o mesmo modelo de ALPIDE e valores de entrada no TRIM explicados na Metodologia. As Tabelas 5 e 6 mostram a produção de vacâncias na região epitaxial:

		Energia Cinética do Projétil (MeV)					
		4.0	8.0	10.0	15.0	20.0	30.0
Projectile	H	1.54 ± 0.04	0.71 ± 0.06	0.53 ± 0.03	0.35 ± 0.03	0.23 ± 0.02	0.144 ± 0.009
	He	123.3 ± 0.2	18.6 ± 0.4	12.55 ± 0.09	7.2 ± 0.1	5.2 ± 0.1	3.19 ± 0.05
	Li	0.0 ± 0	270.6 ± 0.8	326.2 ± 0.5	43.1 ± 0.3	24.7 ± 0.2	14.0 ± 0.1
	Be	0.0 ± 0	437.5 ± 0.4	425 ± 1	539 ± 1	106.0 ± 0.6	38.5 ± 0.3
	B	0.0 ± 0	0.0 ± 0	498.8 ± 0.6	563 ± 1	630.7 ± 0.5	103.1 ± 0.1
	C	0.0 ± 0	0.0 ± 0	0.0 ± 0	637.8 ± 0.8	783.5 ± 0.8	819 ± 2
	N	0.0 ± 0	0.0 ± 0	0.0 ± 0	819 ± 1	982 ± 2	1040.1 ± 0.8
	O	0.0 ± 0	0.0 ± 0	0.0 ± 0	299.7 ± 0.6	1172.2 ± 0.9	1299 ± 3
	F	0.0 ± 0	0.0 ± 0	0.0 ± 0	0.0 ± 0	1337 ± 2	1707 ± 4
	Ne	0.0 ± 0	0.0 ± 0	0.0 ± 0	0.0 ± 0	1113 ± 1	1900 ± 2

Tabela 5 – Produção de vacâncias na camada epitaxial obtida pelo TRIM para diferentes íons e energias de 4 MeV a 30 MeV. A ausência de vacâncias indica que os íons não chegaram na camada sensível.

		Energia Cinética do Projétil (MeV)						
		40.0	50.0	60.0	70.0	80.0	90.0	100.0
Projectile	H	0.11 ± 0.02	0.06 ± 0.01	0.067 ± 0.009	0.05 ± 0.01	0.07 ± 0.03	0.041 ± 0.009	0.044 ± 0.007
	He	2.45 ± 0.07	1.86 ± 0.08	1.637 ± 0.009	1.33 ± 0.01	1.16 ± 0.03	1.02 ± 0.02	0.86 ± 0.02
	Li	9.89 ± 0.06	7.8 ± 0.2	6.3 ± 0.1	5.5 ± 0.1	4.8 ± 0.2	4.2 ± 0.2	3.7 ± 0.1
	Be	25.45 ± 0.09	19.16 ± 0.09	15.4 ± 0.2	13.08 ± 0.06	11.2 ± 0.1	9.9 ± 0.2	8.9 ± 0.1
	B	55.0 ± 0.4	39.1 ± 0.2	30.6 ± 0.4	25.5 ± 0.2	21.8 ± 0.2	19.0 ± 0.1	17.0 ± 0.3
	C	111.0 ± 0.4	70.7 ± 0.7	52.9 ± 0.2	43.0 ± 0.1	36.2 ± 0.3	31.3 ± 0.1	28.2 ± 0.1
	N	454 ± 2	142 ± 1	96 ± 1	74.9 ± 0.2	61.6 ± 0.3	52.4 ± 0.1	45.9 ± 0.3
	O	1361 ± 1	325 ± 1	173.1 ± 0.9	124.9 ± 0.8	99.9 ± 0.9	83.5 ± 0.5	72.0 ± 0.5
	F	1706 ± 3	1755 ± 2	387.9 ± 0.4	231.5 ± 0.4	173.1 ± 0.4	139.9 ± 0.5	117.5 ± 0.7
	Ne	2016 ± 1	2155 ± 2	2249 ± 1	429 ± 1	270 ± 1	204.6 ± 0.8	167.6 ± 0.4

Tabela 6 – Produção de vacâncias na camada epitaxial obtida pelo TRIM para diferentes íons e energias de 40 MeV a 100 MeV.

As tabelas acima já nos mostram que íons mais pesados geram muito mais dano no sensor. Além disso, o dano também é consideravelmente mais alto quando o íon é totalmente absorvido pelo sensor. Isso pode ser explicado pela Figura 2.15, pois o pico de produção de vacâncias ocorre logo antes da partícula perder totalmente sua energia devido ao fato de que a perda de energia nuclear é muito maior a baixas energias, resultando no que conhecemos como pico de Bragg. A partir dos resultados obtidos de produção de vacância, podemos obter a fluência equivalente pela Equação 2.28:

		Energia Cinética do Projétil (MeV)					
		4.0	8.0	10.0	15.0	20.0	30.0
Projectile	H	1.4E+12 ± 6.79%	3.0E+12 ± 10.49%	4.0E+12 ± 8.42%	6.2E+12 ± 10.68%	9.4E+12 ± 10.76%	1.5E+13 ± 0.00%
	He	1.7E+10 ± 6.27%	1.2E+11 ± 6.62%	1.7E+11 ± 6.31%	3.0E+11 ± 6.42%	4.1E+11 ± 6.55%	6.7E+11 ± 6.46%
	Li	0.0E+00 ± 0.00%	8.0E+09 ± 6.27%	6.6E+09 ± 6.27%	5.0E+10 ± 6.31%	8.7E+10 ± 6.32%	1.5E+11 ± 6.31%
	Be	0.0E+00 ± 0.00%	4.9E+09 ± 6.27%	5.1E+09 ± 6.27%	4.0E+09 ± 6.27%	2.0E+10 ± 6.29%	5.6E+10 ± 6.32%
	B	0.0E+00 ± 0.00%	0.0E+00 ± 0.00%	4.3E+09 ± 6.27%	3.8E+09 ± 6.27%	3.4E+09 ± 6.27%	2.1E+10 ± 6.27%
	C	0.0E+00 ± 0.00%	0.0E+00 ± 0.00%	0.0E+00 ± 0.00%	3.4E+09 ± 6.27%	2.7E+09 ± 6.27%	2.6E+09 ± 6.27%
	N	0.0E+00 ± 0.00%	0.0E+00 ± 0.00%	0.0E+00 ± 0.00%	2.6E+09 ± 6.27%	2.2E+09 ± 6.27%	2.1E+09 ± 6.27%
	O	0.0E+00 ± 0.00%	0.0E+00 ± 0.00%	0.0E+00 ± 0.00%	7.2E+09 ± 6.27%	1.8E+09 ± 6.27%	1.7E+09 ± 6.27%
	F	0.0E+00 ± 0.00%	0.0E+00 ± 0.00%	0.0E+00 ± 0.00%	0.0E+00 ± 0.00%	1.6E+09 ± 6.27%	1.3E+09 ± 6.27%
	Ne	0.0E+00 ± 0.00%	0.0E+00 ± 0.00%	0.0E+00 ± 0.00%	0.0E+00 ± 0.00%	1.9E+09 ± 6.27%	1.1E+09 ± 6.27%

Tabela 7 – Fluência necessária para obter uma densidade de área de vacâncias correspondente a uma fluência de 1.5×10^{13} prótons.cm⁻² para diferentes íons e energias de 4 MeV a 30 MeV. O fluxo nulo indica que os íons não chegaram na camada sensível.

		Energia Cinética do Projétil (MeV)						
		40.0	50.0	60.0	70.0	80.0	90.0	100.0
Projectile	H	2.0E+13 ± 19.77%	3.4E+13 ± 17.18%	3.2E+13 ± 14.80%	4.0E+13 ± 19.42%	3.1E+13 ± 43.53%	5.2E+13 ± 22.74%	4.9E+13 ± 17.22%
	He	8.8E+11 ± 6.89%	1.2E+12 ± 7.60%	1.3E+12 ± 6.29%	1.6E+12 ± 6.31%	1.9E+12 ± 6.78%	2.1E+12 ± 6.57%	2.5E+12 ± 6.68%
	Li	2.2E+11 ± 6.30%	2.8E+11 ± 6.77%	3.4E+11 ± 6.46%	3.9E+11 ± 6.53%	4.5E+11 ± 7.52%	5.1E+11 ± 7.86%	5.7E+11 ± 6.81%
	Be	8.5E+10 ± 6.28%	1.1E+11 ± 6.28%	1.4E+11 ± 6.40%	1.6E+11 ± 6.28%	1.9E+11 ± 6.33%	2.2E+11 ± 6.58%	2.4E+11 ± 6.37%
	B	3.9E+10 ± 6.31%	5.5E+10 ± 6.29%	7.0E+10 ± 6.40%	8.5E+10 ± 6.32%	9.9E+10 ± 6.33%	1.1E+11 ± 6.29%	1.3E+11 ± 6.51%
	C	1.9E+10 ± 6.28%	3.0E+10 ± 6.34%	4.1E+10 ± 6.28%	5.0E+10 ± 6.27%	5.9E+10 ± 6.32%	6.9E+10 ± 6.28%	7.6E+10 ± 6.28%
	N	4.7E+09 ± 6.28%	1.5E+10 ± 6.31%	2.2E+10 ± 6.35%	2.9E+10 ± 6.27%	3.5E+10 ± 6.29%	4.1E+10 ± 6.27%	4.7E+10 ± 6.30%
	O	1.6E+09 ± 6.27%	6.6E+09 ± 6.27%	1.2E+10 ± 6.29%	1.7E+10 ± 6.30%	2.2E+10 ± 6.33%	2.6E+10 ± 6.30%	3.0E+10 ± 6.31%
	F	1.3E+09 ± 6.27%	1.2E+09 ± 6.27%	5.6E+09 ± 6.27%	9.3E+09 ± 6.27%	1.2E+10 ± 6.27%	1.5E+10 ± 6.28%	1.8E+10 ± 6.30%
	Ne	1.1E+09 ± 6.27%	1.0E+09 ± 6.27%	9.6E+08 ± 6.27%	5.0E+09 ± 6.27%	8.0E+09 ± 6.28%	1.1E+10 ± 6.28%	1.3E+10 ± 6.27%

Tabela 8 – Fluência necessária para obter uma densidade de área de vacâncias correspondente a uma fluência de 1.5×10^{13} prótons.cm⁻² de 30 MeV para diferentes íons e energias de 40 MeV a 100 MeV.

Naturalmente, os valores de fluência obtidos pelas Tabelas 5 e 6 não representam um limite, ou seja, não quer dizer que o sensor deixará de funcionar após irradiações de

fluências maiores que as previstas; No entanto, após esse valor não há mais garantia de funcionamento, visto que o experimento não irradiou prótons no sensor a ponto de o deixar inutilizável.

No que tange à validade e precisão dos resultados obtidos, uma revisão da literatura foi feita a fim de obter resultados experimentais comparados com TRIM. Observou-se boa concordância entre experimento e simulação de danos induzidos por prótons em células solares de silício no intervalo entre 0,1 a 100 MeV (Messenger et al., 2005). Experimentos de difração de raios-X com íons de boro a 2,2 MeV em silício mostram que o perfil de dano calculado pelo TRIM é semelhante ao experimental, no entanto é mais estreito nas regiões distantes do pico de Bragg, sendo que os danos são maiores que o observado por um fator de 30 (Fabbri et al., 1993). Resultados semelhantes também foram obtidos através da técnica de *Deep Level Transient Spectroscopy* (DLTS), utilizada para medir defeitos eletricamente ativos em semicondutores, com íons de boro a 6 MeV (Svensson et al., 1995). Íons de hélio a 1 e 2 MeV foram estudados por essa mesma técnica em silício com diferentes concentrações de fósforo. A concentração de vacâncias prevista pelo TRIM foi aproximadamente 25 vezes maior que o experimental. Em relação ao perfil de dano, havia concordância com o TRIM em materiais muito dopados, por implantação de fósforo, de concentrações da ordem de 10^{14} e $10^{15} P.cm^{-2}$. Contudo, em baixas concentrações, da ordem de $10^{13} P.cm^{-2}$, o perfil torna-se aproximadamente 3 vezes mais largo que o previsto devido à migração de vacâncias no semicondutor (Coffa et al., 1997).

Estudos sobre danos da radiação são predominantemente experimentais devido à sua complexidade. As previsões do TRIM não levam em conta fatores importantes como o efeito da implantação de íons, migração de vacâncias e danos de ionização nos componentes eletrônicos. Por outro lado, os valores obtidos podem ser utilizados como primeira estimativa e também como fonte para um novo trabalho de validação, não apenas do método de cascatas completas, mas também da forma de calcular as vacâncias, já que estudos recentes mostram diferenças entre os resultados para diferentes metodologias (Agarwal et al., 2021).

4 Conclusão

Este trabalho estima as limitações e potenciais do uso do sensor ALPIDE no regime de energias baixas e moderadas. Foi demonstrado que para regimes de até $150 \times 10^6 \text{ ions.cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, aproximadamente, pode-se modelar a perda de eficiência como causados pela clusterização de 2x2 píxeis. Em regimes mais elevados foi encontrada uma equação empírica para quantificar os efeitos combinados de clusterização e mascaramento temporal. Os limiares de energia, tanto para detecção quanto para transmissão de íons, bem como a perda de energia pela passagem do ALPIDE, são informações que definirão se a técnica utilizada é compatível com o regime de energia requerido. Observamos que a aplicação do ALPIDE em experimentos IBA baseados em prótons (hélio) torna-se viável a partir de 1 MeV (2,5 MeV) para o modo de não-transmissão e 2 MeV (8 MeV) para o modo de transmissão, aproximadamente. A estimativa de ângulo de espalhamento, que será útil para definir a posição dos detectores que atuarão em conjunto do ALPIDE no experimento e a resolução dos resultados, mostra que há maiores ângulos em regimes próximos aos limiares de transmissão, variando entre $0,4^\circ$ e $2,2^\circ$, dependendo da energia e do tipo de íon incidente.

Por fim, a análise de danos no sensor permite prever, a partir do fluxo de partículas irradiado, por quanto tempo aproximadamente o sensor funcionará até atingir as condições similares às descritas no experimento de irradiação no ALPIDE discutido na Seção 2.3.4.1. Podemos concluir que a operação do ALPIDE para íons em seus regimes de energia próximos aos limites de detecção e transmissão são desfavoráveis devido ao dano de irradiação, com vida útil estimada entre 1×10^9 a $1 \times 10^{12} \text{ ions.cm}^{-2}$ de acordo com a espécie e energia. Entretanto, para íons leves, como boro e hélio, o presente estudo pode superestimar o dano por um fator de até 30. Já para íons mais pesados, não foi encontrado comparações entre o dano calculado pelo TRIM e experimentos em silício na literatura.

Lista de Figuras

Figura 1.1 – Ilustração do LHC e seus experimentos. Crédito: CERN/Philippe Mouche	1
Figura 2.1 – Ilustração simplificada do princípio físico da técnica de PIXE.	3
Figura 2.2 – Ilustração simplificada do princípio físico da técnica de RBS.	3
Figura 2.3 – Ilustração dos tipos de arranjos experimentais. Na esquerda, o caso em que o feixe passa pela amostra e interage com o sensor. Na direita, o caso em que o feixe interage com o sensor antes da amostra. Em ambos os casos, pode haver ou não a interação com outros detectores.	4
Figura 2.4 – Ilustração simplificada das camadas de um MAPS.	5
Figura 2.5 – Representação de 4 píxeis do ALPIDE e suas medidas aproximadas (Tambav, 2019).	6
Figura 2.6 – Comparação do diagrama de bandas de semicondutor, isolante e condutor. A diferença entre o semicondutor e o isolante está no tamanho de E_g , que é bem maior para o isolante.	7
Figura 2.7 – Representação da estrutura cristalina dos semicondutores dopados. Na direita, um semicondutor de silício dopado com Arsênio e na esquerda com Índio.	8
Figura 2.8 – Ilustração da difusão dos portadores de carga e a zona de depleção gerada após o equilíbrio.	9
Figura 2.9 – Ilustração da geração de sinal pela passagem de uma partícula carregada em um ALPIDE (Mager, 2016).	9
Figura 2.10–Esquema eletrônico de um píxel do ALPIDE e o sinal de saída. (Aglieri Rinella, 2017b).	10
Figura 2.11–Probabilidade de ocupação de partículas em 1 píxel durante um quadro de 9, 88 μ s.	12
Figura 2.12–Exemplos de possíveis geometrias de clusters: (a) 1 partícula ativando 1 píxel; (b) e (c) 1 partícula ativando 3 píxeis; (d) 2 partículas ativando 3 píxeis, situação que não permite identificar a passagem de duas partículas.	13
Figura 2.13–Ilustração da simulação com um feixe puntual.	17
Figura 2.14–Ilustração da simulação com um feixe divergente.	17
Figura 2.15–Stopping power de prótons na água, ilustrando as componentes eletrônica e nuclear em função da energia cinética (Kraan, 2015).	18
Figura 2.16–Alcance de prótons em função da energia cinética na água, em ferro e em chumbo (Nikjoo et al., 2012).	19
Figura 2.17–Distribuição de energia de píons em silício para diferentes espessuras (Zyla et al., 2020).	19

Figura 2.18–Taxa de contagem de partículas em função da espessura de um material (Nikjoo et al., 2012)..	20
Figura 2.19–Stopping power de íons de hidrogênio no silício pelo SRIM.	21
Figura 2.20–Alcance de íons de hidrogênio e hélio no metal do ALPIDE pelo SRIM.	21
Figura 2.21–Interpolação cubica do stopping power em função da energia cinética para o íon de hélio no ALPIDE.	22
Figura 2.22–Ilustração da trajetória de uma partícula dentro de um material (Zyla et al., 2020)..	23
Figura 2.23–Ilustração da rede cristalina e o par de Frenkel gerado após a colisão do projétil com o átomo.	24
Figura 2.24–Simulação da distribuição de vacâncias no silício causadas por um nêutron de 1 MeV. (Lindström, 2003).	25
Figura 2.25–caption	26
Figura 2.26– $\frac{\text{vacâncias}}{\text{ion.angstrom}}$ na área epitaxial do ALPIDE de íons de 60 MeV de nitrogênio.	26
Figura 2.27–Eficiência e taxa de ativações falsas em função do limiar de carga após irradiação do ALPIDE com prótons de 30 MeV (Raskina e Křížek, 2019).	27
Figura 3.1 – Eficiência em função da taxa de interação para um feixe puntual. . . .	29
Figura 3.2 – Eficiência em função da fluência para o regime de baixos fluxos de partículas. A linha vermelha representa a Equação 2.17.	30
Figura 3.3 – Eficiência em função da fluência. A linha vermelha representa um fit exponencial dos dados.	30
Figura 3.4 – Limite de energia para o íon penetrar o ALPIDE até a camada epitaxial em função do número atômico do projétil.	31
Figura 3.5 – Simulação da eficiência do ALPIDE em função da energia cinética inicial usando o FLUKA.	32
Figura 3.6 – Simulação da eficiência do ALPIDE em função da energia cinética inicial usando o Geant4.	32
Figura 3.7 – Limite de energia para o íon atravessar o ALPIDE em função do número atômico do projétil.	33

Lista de Tabelas

Tabela 1 – Resumo das grandezas de interesse para cada arranjo experimental. . .	4
Tabela 2 – Dados de entrada e saída do SRIM.	20
Tabela 3 – Tabela da fração de energia inicial perdida para cada íon ao passar pelo ALPIDE.	33
Tabela 4 – Tabela do ângulo de espalhamento para cada íon e suas respectivas energias.	34
Tabela 5 – Produção de vacâncias na camada epitaxial obtida pelo TRIM para diferentes íons e energias de 4 <i>MeV</i> a 30 <i>MeV</i> . A ausência de vacâncias indica que os íons não chegaram na camada sensível.	34
Tabela 6 – Produção de vacâncias na camada epitaxial obtida pelo TRIM para diferentes íons e energias de 40 <i>MeV</i> a 100 <i>MeV</i>	35
Tabela 7 – Fluência necessária para obter uma densidade de área de vacâncias correspondente a uma fluência de 1.5×10^{13} prótons.cm ⁻² para diferentes íons e energias de 4 <i>MeV</i> a 30 <i>MeV</i> . O fluxo nulo indica que os íons não chegaram na camada sensível.	35
Tabela 8 – Fluência necessária para obter uma densidade de área de vacâncias correspondente a uma fluência de 1.5×10^{13} prótons.cm ⁻² de 30 <i>MeV</i> para diferentes íons e energias de 40 <i>MeV</i> a 100 <i>MeV</i>	35

Referências

- Agarwal, S., Lin, Y., Li, C., Stoller, R., e Zinkle, S. (2021). On the use of SRIM for calculating vacancy production: Quick calculation and full-cascade options. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 503:11–29.
- Aglieri Rinella, G. (2017a). The ALPIDE pixel sensor chip for the upgrade of the ALICE Inner Tracking System. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 845:583–587. Proceedings of the Vienna Conference on Instrumentation 2016.
- Aglieri Rinella, G. (2017b). The ALPIDE pixel sensor chip for the upgrade of the ALICE Inner Tracking System. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 845:583–587. Proceedings of the Vienna Conference on Instrumentation 2016.
- ALICE (2021). The O^2 project. <https://alice-o2-project.web.cern.ch/>. Acessado em 5 de Novembro de 2021.
- Alme, J., Barnaföldi, G. G., Barthel, R., Borshchov, V., Bodova, T., van den Brink, A., Brons, S., Chaar, M., Eikeland, V., Feofilov, G., Genov, G., Grimstad, S., Grøttvik, O., Helstrup, H., Herland, A., Hilde, A. E., Igotkin, S., Keidel, R., Kobdaj, C., van der Kolk, N., Listratenko, O., Malik, Q. W., Mehendale, S., Meric, I., Nesbø, S. V., Odland, O. H., Papp, G., Peitzmann, T., Seime Pettersen, H. E., Piersimoni, P., Protsenko, M., Rehman, A. U., Richter, M., Röhrich, D., Samnøy, A. T., Seco, J., Setterdahl, L., Shafiee, H., Skjolddal, J., Solheim, E., Songmoolnak, A., Sudár, , Sølief, J. R., Tambave, G., Tymchuk, I., Ullaland, K., Underdal, H. A., Varga-Köfaragó, M., Volz, L., Wagner, B., Widerøe, F. M., Xiao, R., Yang, S., e Yokoyama, H. (2020). A high-granularity digital tracking calorimeter optimized for proton CT. *Frontiers in Physics*, 8:460.
- Battistoni, G., Boehlen, T., Cerutti, F., Chin, P. W., Esposito, L. S., Fassò, A., Ferrari, A., Lechner, A., Empl, A., Mairani, A., Mereghetti, A., Ortega, P. G., Ranft, J., Roesler, S., Sala, P. R., Vlachoudis, V., e Smirnov, G. (2015). Overview of the FLUKA code. *Annals of Nuclear Energy*, 82:10–18. Joint International Conference on Supercomputing in Nuclear Applications and Monte Carlo 2013, SNA + MC 2013. Pluri- and Transdisciplinary, Towards New Modeling and Numerical Simulation Paradigms.
- Böhlen, T., Cerutti, F., Chin, M., Fassò, A., Ferrari, A., Ortega, P., Mairani, A., Sala, P., Smirnov, G., e Vlachoudis, V. (2014). The FLUKA code: Developments and challenges for high energy and medical applications. *Nuclear Data Sheets*, 120:211–214.

- Coffa, S., Privitera, V., Priolo, F., Libertino, S., e Mannino, G. (1997). Depth profiles of vacancy and interstitial-type defects in MeV implanted Si. *Journal of Applied Physics*, 81(4):1639–1644.
- Donner, M. (2021). *Tracking Cosmic Muons with the ALICE Pixel Detector - A Study of Monolithic Active Pixel Sensors and Telescope Alignment*. Bachelor's thesis, University of Heidelberg.
- Fabbri, R., Lulli, G., Nipoti, R., e Servidori, M. (1993). X-ray diffraction analysis of damage accumulation due to the nuclear energy loss of 50 keV and 1–2.2 MeV B ions implanted in silicon. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 80-81:624–627.
- FLUKA (2021). Fluka website. <https://fluka.cern>. Acessado em 5 de Novembro de 2021.
- Geant4 (2021). Geant4, a simulation toolkit. <https://geant4.web.cern.ch/>. Acessado em 5 de Novembro de 2021.
- Kraan, A. (2015). Range verification methods in particle therapy: Underlying physics and monte carlo modeling. *Frontiers in oncology*, 5:150.
- Lindström, G. (2003). Radiation damage in silicon detectors. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 512(1):30–43. Proceedings of the 9th European Symposium on Semiconductor Detectors: New Developments on Radiation Detectors.
- Lynch, G. R. e Dahl, O. I. (1991). Approximations to multiple coulomb scattering. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 58(1):6–10.
- Mager, M. (2016). Alpide, the Monolithic Active Pixel sensor for the ALICE ITS upgrade. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 824:434–438. Frontier Detectors for Frontier Physics: Proceedings of the 13th Pisa Meeting on Advanced Detectors.
- Messenger, S. R., Burke, E. A., Walters, R. J., Warner, J. H., e Summers, G. P. (2005). Using SRIM to calculate the relative damage coefficients for solar cells. *Progress in Photovoltaics: Research and Applications*, 13(2):115–123.
- Nikjoo, H., Uehara, S., e Emfietzoglou, D. (2012). *Interaction of Heavy Charged Particles with Matter*. Taylor amp; Francis.
- Raskina, V. e Křížek, F. (2019). Characterization of Highly Irradiated ALPIDE Silicon Sensors. *Universe*, 5(4).

- Svensson, B., Jagadish, C., Hallén, A., e Lalita, J. (1995). Point defects in MeV ion-implanted silicon studied by deep level transient spectroscopy. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 106(1):183–190. Ion Beam Modification of Materials.
- Tambav, G. (2019). ALPIDE - Pixel Detector. https://indico.cern.ch/event/837899/contributions/3570823/attachments/1913793/3163234/ImageWorkshop_UiB_GaneshTambave.pdf. Apresentação de Power Point. Acessado em 21 de Fevereiro de 2022.
- Weber, W. J. e Zhang, Y. (2019). Predicting damage production in monoatomic and multi-elemental targets using stopping and range of ions in matter code: Challenges and recommendations. *Current Opinion in Solid State and Materials Science*, 23(4):100757.
- Ziegler, J. F. e Biersack, J. P. (1985). *The Stopping and Range of Ions in Matter*, páginas 93–129. Springer US, Boston, MA.
- Zyla, P. et al. (2020). Review of Particle Physics. *PTEP*, 2020(8):083C01.