

# Decoerência de Sensores NV Irradiados: Simulação Computacional via Expansão de Magnus

Camylla Soares Koswoski<sup>1</sup>, Rodrigo Yoshikawa Oeiras<sup>2</sup> e Fernando Manuel Araújo-Moreira<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Instituto Militar de Engenharia (IME), Rio de Janeiro/RJ - Brasil

<sup>2</sup>Universidade Federal da Grande Dourados (UFGD), Dourados/MS - Brasil

**Resumo**—A exposição de sensores baseados em centros Nitrogen-Vacancy (NV) em diamante à radiação ionizante degrada o banho de spins local, comprometendo os tempos de coerência e a sensibilidade do dispositivo. Este trabalho quantifica essa degradação por meio de um modelo computacional fundamentado na Equação Mestra de Lindblad, parametrizada por dados experimentais de diamantes irradiados com elétrons de 2,3 MeV. A evolução da matriz densidade é integrada pelo método RK45, e os canais de erro são caracterizados via Expansão de Magnus de primeira ordem. As simulações revelam comportamento não-monotônico de  $T_2^*$  com a fluência: a conversão de centros P1 em NV<sup>-</sup> suprime  $\beta_\phi$  em 2,8×, estendendo  $T_2^*$  de 0,110  $\mu$ s para 0,308  $\mu$ s na fluência máxima de  $2,57 \times 10^{19}$  e<sup>-</sup>/cm<sup>2</sup>. Os resultados estabelecem limiares de tolerância radiativa e fundamentam diretrizes de projeto para magnetômetros quânticos em ambientes de defesa.

**Palavras-Chave**— Centro NV, Lindblad, radiação ionizante

## I. INTRODUÇÃO

A exposição à radiação ionizante modifica o banho de spins que interage com centros Nitrogen-Vacancy (NV) em diamante [1], intensificando mecanismos de decoerência e impondo limites ao desempenho de sensores quânticos destinados a ambientes aeroespaciais e nucleares [2] [3]. A quantificação dessa degradação é fundamental para a determinação da confiabilidade operacional desses dispositivos [4], motivando o desenvolvimento de modelos computacionais capazes de descrever a dinâmica temporal da coerência quântica sob diferentes regimes de irradiação.

Uma descrição quantitativa desse fenômeno exige a incorporação dos efeitos do dano radiativo em um formalismo capaz de representar a dinâmica de sistemas quânticos abertos. Para esse propósito, parâmetros associados à formação de defeitos induzidos por radiação, extraídos de dados experimentais reportados na literatura [5] [6], são empregados na construção de uma Equação Mestra de Lindblad para o centro NV. A evolução temporal da matriz densidade é obtida por meio da Expansão de Magnus [7], permitindo quantificar a influência de diferentes regimes de irradiação sobre a decoerência e sobre os parâmetros de desempenho do sensor.

Diante desse cenário, o presente trabalho emprega a modelagem computacional como um instrumento exploratório para mapear as tendências de resposta de sensores baseados em

centros NV a diferentes níveis de dano radiativo. A partir de uma simulação da dinâmica quântica do sistema, examina-se como alterações microscópicas acumuladas no cristal se refletem em limitações observáveis do dispositivo, estabelecendo uma conexão direta entre processos de degradação e desempenho operacional. Sob essa perspectiva, o estudo busca contribuir para a discussão sobre a avaliação de sensores quânticos em condições de exposição radiativa, oferecendo um referencial quantitativo inicial para análises futuras e para a interpretação de resultados experimentais.

## II. METODOLOGIA

A modelagem matemática da degradação quântica do centro Nitrogen-Vacancy (NV) fundamenta-se na síntese perturbativa de modelos de ruído proposta por Malekakhlagh et al. [7]. Deste formalismo, apropriou-se a estrutura de resolução da Equação Mestra de Lindblad e sua respectiva transição para o referencial de interação, culminando na integração temporal do Liouvilliano via Expansão de Magnus. Neste trabalho, esse motor analítico — originalmente concebido para mapear erros em portas lógicas — é realocado para o domínio de sensores de estado sólido, sendo utilizado para traduzir o acoplamento do sistema ao banho de spins danificado pela radiação em taxas operacionais de infidelidade e decoerência transversal.

Visando à calibração das equações dissipativas, os coeficientes físicos empregados derivam de uma revisão da literatura científica focada em diamantes irradiados. O levantamento priorizou métricas capazes de correlacionar a dose de exposição radiativa com a densidade de defeitos na rede cristalina e a consequente redução dos tempos de coerência. Dentre as 35 publicações inicialmente mapeadas, a avaliação resultou na escolha de dois artigos com dados experimentais diretamente compatíveis com as hipóteses teóricas da modelagem de Lindblad [5] [6], fornecendo as taxas de dissipação necessárias para parametrizar o modelo.

No domínio computacional, a formulação numérica converteu os operadores de spin-1 e os dissipadores de Lindblad em estruturas matriciais utilizando a linguagem Python. Visando transpor a rigidez matemática inerente às frequências de transição na escala de gigahertz, a Hamiltoniana livre sofreu uma transformação analítica para um referencial rotante. Esse artifício suprime as dinâmicas ultrarrápidas do sistema, conferindo estabilidade e eficiência ao processo de integração. Como núcleo resolvidor da Equação Mestra, elegeu-se o algoritmo de Runge-Kutta de ordem 4(5) (RK45), responsável por propagar a matriz densidade no domínio do tempo. Tal arquitetura metodológica possibilita rastrear a evolução contínua das populações longitudinais e delinear o colapso da

C. S. Koswoski, camylla.koswoski@ime.eb.br; R. Y. Oeiras, rodrigooeiras@ufgd.edu.br; F. M. Araújo-Moreira, fernando.manuel@ime.eb.br. Agradecemos à Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior (CAPES) e ao Ministério da Defesa (através do Programa PRÓ-DEFESA V - Rede IATQ, processo 88887.961681/2024-00), e à Financiadora de Estudos e Projetos (FINEP) (através dos projetos PDI-DQBRN/1545-22, CMLabIME/0160-22 e QUANTUM II/3310-24) pelo financiamento recebido.

coerência transversal do sensor. Para assegurar o rigor físico das soluções numéricas, monitorou-se a preservação estrita do traço da matriz densidade ( $\text{Tr}(\rho) = 1$ ) como invariante de controle da integração, enquanto a evolução da pureza do estado quântico ( $\text{Tr}(\rho^2)$ ) foi calculada iterativamente para quantificar a transição do sistema em direção a uma mistura estatística.

Configurados a partir da variação incremental da densidade de defeitos, os cenários de simulação isolaram o impacto radiativo na dinâmica quântica do centro NV. Esse delineamento propiciou o monitoramento dos canais dissipativos e a avaliação das figuras de mérito do sensor sob uma perspectiva comparativa e preliminar. Concluindo o protocolo metodológico, o emprego de inteligência artificial generativa limitou seu escopo à depuração sintática e à otimização algorítmica das rotinas de programação. A formulação conceitual do modelo, a conferência física subjacente e a interpretação crítica dos dados gerados permaneceram sob inteira e exclusiva responsabilidade dos autores.

### III. RESULTADOS E DISCUSSÕES

A interpretação física dos resultados pressupõe a caracterização do sistema quântico aberto sob estudo. Segundo o formalismo de Malekakhlagh *et al.* [7], a evolução da matriz densidade do centro NV, sob interação com o banho radiativo, é governada pela equação mestra de Lindblad, expressa em (1):

$$\dot{\rho}(t) = -i[H_{NV} + H_{\delta}, \rho(t)] + \sum_k \gamma_k \left( L_k \rho(t) L_k^\dagger - 12 \{ L_k^\dagger L_k, \rho(t) \} \right) \quad (1)$$

A extração dos canais de erro Pauli-Lindblad requer a integração desta dinâmica via Expansão de Magnus. Em primeira ordem, o gerador efetivo  $\Omega_1(\tau)$  descreve a dissipação acumulada no referencial de interação através da integral do superoperador Liouvillian  $\mathcal{L}_I(t')$ , conforme (2):

$$\Omega_1(\tau) = \int_0^\tau \mathcal{L}_I(t') dt'. \quad (2)$$

Parametrizadas pelas densidades experimentais de defeitos paramagnéticos (P1) e vacâncias reportadas em [5], [6], as concentrações foram convertidas em taxas estritas de relaxação longitudinal ( $T_1^{-1}$ ) e defasagem pura ( $T_\phi^{-1}$ ) assumindo o acoplamento magnético dipolar entre os spins. O sistema foi tratado integralmente em sua dimensionalidade física como um sistema de três níveis ( $S = 1$ ), sem projeção para subespaços de dois níveis. Neste contexto, as expressões (1) e (2) mapeiam a fluência radiativa na dinâmica aberta, onde a origem dos canais Pauli-Lindblad X e Z reflete, respectivamente, o amortecimento longitudinal térmico (transições entre os subníveis) e as flutuações quase-estáticas do banho de spins que causam a defasagem transversal.

#### A. Mapeamento Fenomenológico e Limiares Operacionais de Tolerância Radiativa

O rigor do modelo numérico é atestado pelos critérios de qualidade e métricas de contorno consolidados na Tabela I. A estabilidade do integrador RK45 foi confirmada pela estrita conservação do traço da matriz densidade (desvio inferior a  $4 \times 10^{-16}$ ) e pela correta inicialização da pureza do estado.

Do ponto de vista fenomenológico, o simulador reproduz com êxito o regime dominado por defasagem pura ( $\beta_\phi \gg \beta_{down}$ ) inerente a diamantes ricos em nitrogênio. Adicionalmente, a tendência de extensão do tempo de coerência ( $T_2^*$ ) em função da dose radiativa alinha-se às observações empíricas de Yu *et al.* [6], decorrente da conversão de centros paramagnéticos P1 em defeitos  $NV^-$ .

TABELA I  
AVALIAÇÃO DOS CRITÉRIOS DE QUALIDADE DA SIMULAÇÃO

| Critério de Avaliação                     | Resultado Obtido                                       | Status/Diagnóstico            |
|-------------------------------------------|--------------------------------------------------------|-------------------------------|
| Conservação de traço ( $\text{Tr} \rho$ ) | Desvio $< 4 \times 10^{-16}$                           | Excelente                     |
| Pureza inicial                            | $\text{Tr}(\rho^2) = 1,000000$                         | Condição satisfeita           |
| Hierarquia dissipativa                    | $\beta_\phi$ excede $\beta_{down}$ (até $13,6\times$ ) | Fisicamente correto           |
| Tendência $T_2^* \times$ dose             | $T_2^*$ cresce $2,8\times$ com a dose                  | Consistente [6]               |
| Canal de vacâncias ( $\gamma_{vac}$ )     | 0 Hz em todas as doses                                 | Saturação térmica (limitação) |
| Regime de Magnus ( $\lambda_{iz}$ )       | $0,81 - 2,28$ (viola $\ll 1$ )                         | $\tau = 1 \mu s \gg T_2^*$    |

Contudo, a interpretação quantitativa absoluta dos dados exige ressalvas, em virtude de três restrições estruturais do modelo inicial. Inicialmente, a modelagem térmica prevê uma taxa de captura que suprime a ativação do canal de vacâncias ( $\gamma_{vac} = 0$ ). Em segundo lugar, a adoção de um tempo de sensoriamento estático ( $\tau = 1 \mu s$ ) extrapola o limite de validade da expansão de Magnus de primeira ordem ( $\lambda_{iz} > 1$ ) para regimes de rápida decoerência. Por fim, a predominância analítica do banho paramagnético dita o tempo de coerência efetivo, anulando o valor pristino parametrizado na entrada. Consequentemente, o modelo estabelece-se como uma ferramenta robusta para o rastreamento qualitativo e comparativo de tendências, enquanto análises estritas de infidelidade demandariam expansões de ordem superior e tempos de integração adaptativos.

Fig. 1 exibe a evolução temporal da coerência transversal normalizada,  $|\rho_{+1,0}(t)|/|\rho_{+1,0}(0)|$ , projetada a partir do estado de superposição inicial ( $|m_s = +1\rangle + |m_s = 0\rangle)/\sqrt{2}$ . Tal métrica constitui o observável central de sequências de interferometria de Ramsey, estabelecendo o limite físico de sensibilidade do magnetômetro NV para aplicações operacionais.

Ao contrário da expectativa de degradação contínua em ambientes hostis, a Fig. 1 revela um comportamento não-monotônico da coerência sob irradiação. Observa-se um aumento do tempo de defasagem ( $T_2^*$ ) em relação ao diamante pristino ( $0,110 \mu s$ ), atingindo um valor máximo de  $0,308 \mu s$  sob a fluência de  $2,57 \times 10^{19} e^-/cm^2$ . Cabe ressaltar que os tempos de coerência apresentados quantitativamente na Tabela II correspondem à constante de decaimento ( $T_2^*$ ) extraída do ajuste exponencial da fase inicial do transiente. O prolongamento aparente das curvas na Figura 1 em relação ao limiar de referência  $1/e$  decorre do fator de normalização projetado

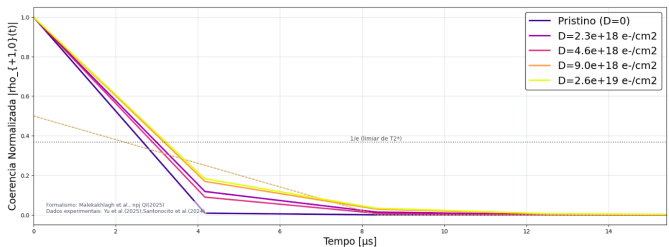


Fig. 1. Decaimento transiente da coerência transversal normalizada do centro NV sob diferentes fluências de radiação.

e das contribuições assintóticas das populações residuais na evolução completa da matriz densidade.

A pequena oscilação detectada entre as doses intermediárias (com a queda do  $T_2^*$  de 0,244  $\mu s$  para 0,216  $\mu s$ ) reflete a capacidade do modelo em espelhar a dispersão estatística amostral de Yu *et al.* [6], cenário em que a concentração local de defeitos P1 apresentou um leve acréscimo de 7,0 para 7,9 ppm.

O mecanismo físico subjacente a esse aumento de coerência fundamenta-se na dinâmica cristalográfica de conversão de defeitos. O bombardeio eletrônico (2,3 MeV) gera pares de Frenkel, promovendo a migração térmica de vacâncias e a conversão do nitrogênio substitucional paramagnético (centros P1) em centros  $NV^-$ . O simulador reflete essa transição: a redução da concentração de P1 — de 15,6 ppm no estado pristino para cerca de 5,5 ppm em alta dose — induz uma redução proporcional na taxa de defasagem pura ( $\beta_\phi$ ). Esta atenuação do ruído magnético local mitiga o processo de decoerência, indicando que a irradiação prévia do material pode otimizar a resiliência do sensor.

Logo, a boa concordância das curvas de colapso simuladas com os envelopes analíticos de decaimento ( $e^{-t/T_2^*}$ ) ratifica a eficácia do operador de salto  $S_z$ , no limite de Markov, para capturar o banho de spins quase-estático. Constata-se que o decaimento transiente ocorre em uma janela temporal reduzida (inferior a 1,5  $\mu s$ ), conduzindo o sistema rapidamente ao seu estado assintótico. Para o desenvolvimento de sensores aplicados à defesa, esse rápido colapso impõe restrições de projeto, exigindo eletrônica de controle de micro-ondas de alta velocidade para viabilizar a extração de dados antes da termalização quântica do dispositivo.

Complementando a análise da coerência transversal, a Fig. 2 também detalha a dinâmica de relaxação longitudinal ( $T_1$ ) do sistema, expressa pela evolução temporal das populações dos subníveis magnéticos a partir do estado inicial  $\rho(0) = |m_s = 0\rangle\langle m_s = 0|$ . O modelo revela uma convergência assintótica para um estado estacionário polarizado, impulsionada pela assimetria deliberada entre os operadores de amortecimento ( $S^-$ ) e excitação ( $S^+$ ). Essa hierarquia dissipativa força uma transição populacional em cascata em direção ao estado  $|m_s = -1\rangle$ . No cenário pristino, o sistema atinge uma população  $P(-1) \approx 0,804$  após 2,5 ms. Sob alta dose radiativa, a intensificação das taxas de relaxação acelera esse processo, levando o sistema a uma quase completa saturação no nível fundamental ( $P(-1) = 0,986$ ).

O afastamento do limiar de mistura equânime ( $P = 1/3$ ) indica que a simulação opera em um regime de temperatura efetiva reduzida. Do ponto de vista físico, o modelo de Lindblad adotado atua como uma representação de relaxação assimétrica fenomenológica. É fundamental esclarecer que essa dinâmica conduz a população para o estado de spin  $-1$ , refletindo as assimetrias das taxas de dissipação parametrizadas, não devendo ser associada diretamente ao processo convencional de inicialização óptica via bombeamento a laser, o qual favoreceria ativamente o estado de spin 0. Consequentemente, a dinâmica simulada captura o transiente operacional do dispositivo com precisão, ainda que prescindindo dos acoplamentos multifônon necessários para modelar a termalização estrita à temperatura ambiente.

Esta dinâmica populacional reflete-se diretamente na métrica de pureza do estado quântico,  $Tr(\rho^2)$ . Diferentemente

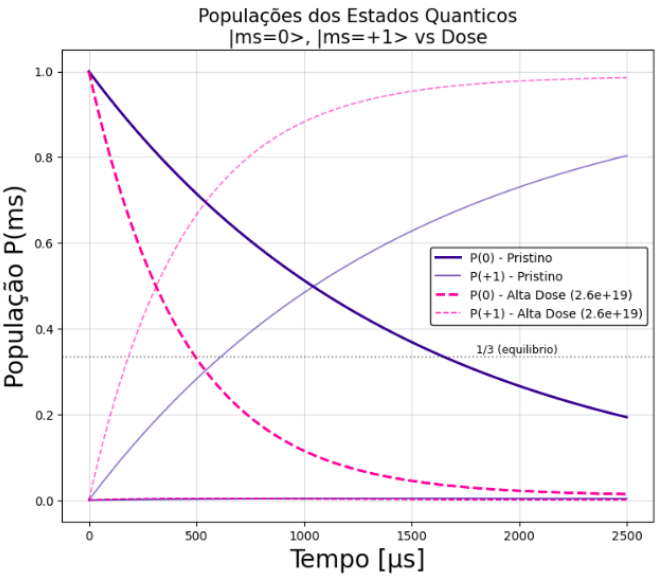


Fig. 2. Evolução temporal das populações dos subníveis magnéticos para os cenários pristino e de alta dose radiativa.

do cenário pristino, cuja convergência lenta resulta em um estado misto mais distribuído (pureza final de 0,494), o cenário de alta fluência radiativa apresenta um decréscimo assintótico que estabiliza em 0,951. Contudo, este elevado valor de pureza na alta dose não denota uma preservação superior da coerência quântica da superposição. Trata-se, estritamente, de uma assinatura matemática da rápida termalização do sistema em direção a uma mistura estatística fortemente ancorada no autoestado  $|m_s = -1\rangle$ , evidenciando como o dano cristalino acelera o esgotamento da informação sensível armazenada no centro NV.

Para demonstrar as origens microscópicas da dinâmica observada, a Fig. 3 apresenta a evolução das taxas de dissipação de Lindblad em função da dose de irradiação, estabelecendo o diagnóstico quantitativo dos canais de ruído.

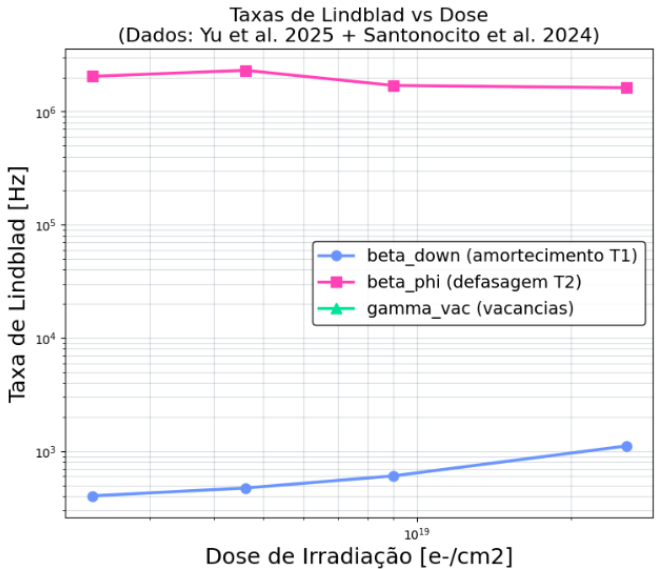


Fig. 3. Taxas de dissipação de Lindblad em função da fluência radiativa.

A análise paramétrica confirma a dominância absoluta da defasagem pura, com  $\beta_\phi$  a superar a taxa de relaxação

longitudinal ( $\beta_{down}$ ) em três a quatro ordens de grandeza em todos os cenários. Adicionalmente, constata-se que o canal associado às flutuações de carga por vacâncias se apresenta inativo ( $\gamma_{vac} = 0$ ). Este resultado deriva diretamente do modelo de recozimento térmico adotado (1.200 K durante 3.600 s), que prevê a captura completa das vacâncias livres, suprimindo assim qualquer contribuição do operador  $S_z^2$  para a decoerência do sistema.

Verificando que  $\beta_\phi$  exibe um comportamento não-monotônico, espelhando na variabilidade da concentração de centros P1 medida experimentalmente. O aumento pontual de  $\beta_\phi$  na dose de  $4,62 \times 10^{18} \text{ e}^-/\text{cm}^2$  reflete a oscilação real dos dados de entrada, atestando que a simulação preserva as assinaturas físicas da amostra sem introduzir suavizações artificiais. Em contrapartida, a taxa populacional  $\beta_{down}$  cresce de forma estritamente monotônica (de 333 Hz para 1.112 Hz), acompanhando o incremento da densidade global de defeitos paramagnéticos induzidos pela fluência radiativa.

No contexto de aplicações operacionais, a acentuada separação em escala entre  $\beta_\phi$  e  $\beta_{down}$  encerra uma implicação tecnológica relevante: o sensor opera num regime profundamente limitado por defasagem pura, onde  $T_2 \approx T_2^*$ . Este enquadramento físico sugere que a implementação de sequências de controlo dinâmico (como protocolos de *Hahn echo* ou CPMG) detém um elevado potencial para refocalizar a coerência e recuperar a sensibilidade do magnetómetro até ao limite do  $T_2$  intrínseco. Portanto, projeta-se que amostras moderadamente irradiadas e recozidas possam apresentar um desempenho tático superior ao de diamantes prístinos com elevada concentração de nitrogénio, assumindo a sua integração em esquemas de sensoriamento baseados em refocalização de *spin*.

Paralelamente, a Fig. 4 quantifica os parâmetros de erro Pauli-Lindblad ( $\lambda$ ) obtidos pela integração de Magnus de primeira ordem ( $\tau = 1 \mu\text{s}$ ), conforme o formalismo estabelecido por Malekakhlagh *et al.* [7].

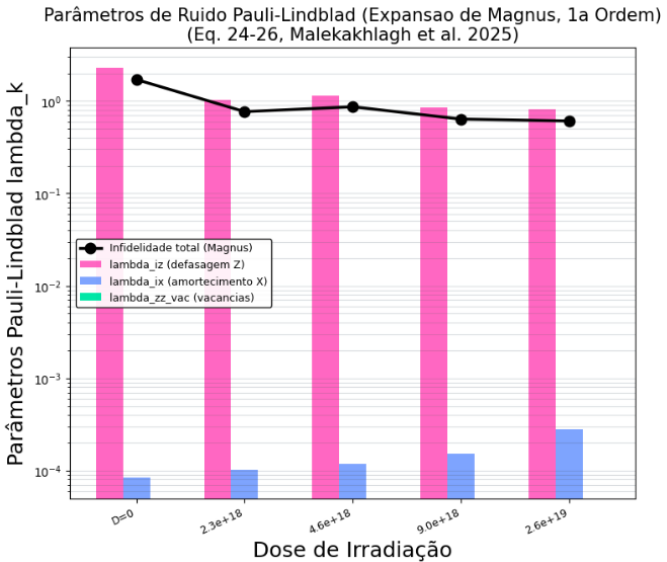


Fig. 4. Parâmetros de erro Pauli-Lindblad e ineficiência total obtidos via integração de Magnus de primeira ordem.

O regime de validade da expansão de primeira ordem impõe restrições à interpretação quantitativa dos resultados, visto que os valores calculados para  $\lambda_{iz}$  (0,811 a 2,278)

e a infidelidade total ( $> 1,0$ ) extrapolam o limite teórico estabelecido. A nomenclatura formal de “infidelidade total” é conservada no presente estudo para assegurar a consistência com o arcabouço matemático de origem. Contudo, reforça-se que esta grandeza não representa uma probabilidade física estrita de perda de fidelidade, uma vez que assume valor superior à unidade neste regime específico de integração. Portanto, o parâmetro deve ser interpretado exclusivamente como um indicador perturbativo de erro relativo.

A hierarquia entre os canais apresenta coerência física:  $\lambda_{iz}$  (canal de defasagem Z, dominado por  $\beta_\phi$ ) supera  $\lambda_{ix}$  (amortecimento X, dominado por  $\beta_{down}$ ) em três a quatro ordens de magnitude. A tendência decrescente de  $\lambda_{iz}$  com a fluência radiativa ratifica a redução da concentração de centros P1, conferindo ao diamante irradiado um ruído de Pauli efetivo inferior ao do material virgem.

Destacando o valor operacional da separação  $\lambda_{iz} \gg \lambda_{ix}$ , esta distinção justifica tecnicamente o emprego de sequências de desacoplamento dinâmico (DD), que suprimem o canal dominante de defasagem Z sem impactar severamente o amortecimento transversal. Para análises quantitativas de alta precisão, como *benchmarking* de portas lógicas, projetamos a necessidade de recalcular os parâmetros com intervalos de sensoriamento reduzidos ( $\tau \leq 0,05 \mu\text{s}$ ) ou a implementação da expansão de Magnus de segunda ordem.

Integrando os diagnósticos de ruído prévios à análise de desempenho final, a Fig. 5 sintetiza o comportamento de  $T_2^*$  e  $T_2$  em função da dose de irradiação, calculados via interpolação dos dados experimentais medidos.

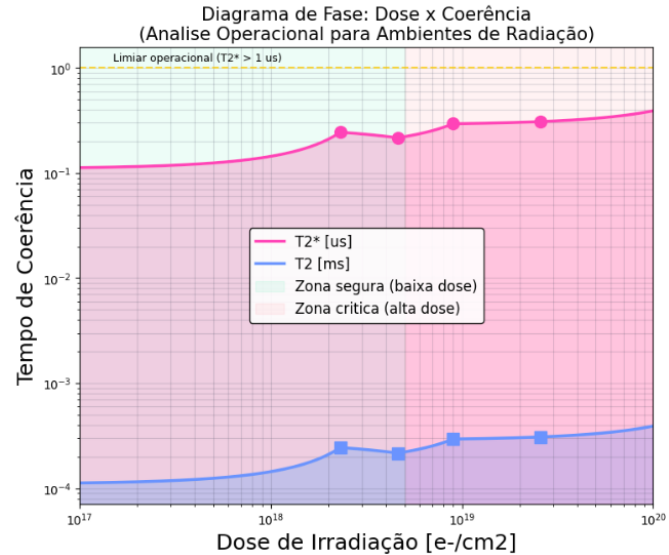


Fig. 5. Resposta do tempo de coerência ( $T_2^*$ ) e relaxação ( $T_2$ ) em função da fluência de irradiação.

A Fig. 5 demonstra que o sistema não alcança o limiar operacional de  $1 \mu\text{s}$  em nenhuma das doses simuladas, atingindo um valor máximo de  $0,391 \mu\text{s}$  na fluência de  $10^{20} \text{ e}^-/\text{cm}^2$ . Este resultado delimita a incapacidade do dispositivo em operar na janela de sensoriamento convencional de Ramsey para detecção de campos de corrente contínua com resolução na escala de  $\text{nT}/\sqrt{\text{Hz}}$ . Ressaltamos que a delimitação entre zonas “segura” e “crítica” constitui um marcador conceitual para fins didáticos, desprovido de uma transição física abrupta na dinâmica do sistema.

As curvas exibem saturação progressiva para doses superiores a  $10^{19} \text{ e}^-/\text{cm}^2$ , comportamento consistente com a saturação observada na concentração de  $[NV^-]$  (entre 8,6 e 9,3 ppm). Esta tendência sugere que a taxa de conversão  $N^0 \rightarrow NV^-$  enfrenta uma limitação física imposta pela disponibilidade de vacâncias mobilizáveis durante o recozimento. A proximidade entre  $T_2^*$  e  $T_2$  confirma a persistência do regime  $\beta_\phi \gg \beta_{down}$  em todo o espaço de parâmetros. Contudo, evitamos interpretações quantitativas nos extremos da varredura (abaixo de  $2,31 \times 10^{18}$  e acima de  $2,57 \times 10^{19} \text{ e}^-/\text{cm}^2$ ), visto que a interpolação linear de  $[P1]$  gera artefatos numéricos nessas regiões.

Visando a transição do modelo para uma ferramenta de natureza preditiva, o refinamento da metodologia atual exige a integração de três avanços fundamentais. Inicialmente, a implementação de protocolos de recozimento variáveis ( $T, t$ ) ativa o canal  $\gamma_{vac}$  em condições de eficiência térmica reduzida. Adicionalmente, a substituição da interpolação linear por um modelo cinético de conversão, fundamentado nas seções de choque de formação de pares Frenkel, aumenta a fidelidade física em relação à energia do feixe. Por fim, a incorporação de ruído de carga (*charge noise*) e das flutuações de campo hiperfino  $^{14}\text{N}$  introduz termos adicionais de decoerência, superando as limitações do atual operador de salto  $S_z$  e conferindo maior robustez ao formalismo.

Os parâmetros extraídos da dinâmica dissipativa, sumarizados na Tabela II, fundamentam a análise de viabilidade tecnológica de magnetômetros de estado sólido em plataformas de defesa [3]. O emprego tático desses sensores concentra-se primordialmente em duas frentes: a navegação inercial por correlação de mapas magnéticos crustais em ambientes sob negação de sinais GNSS (*Magnetic Navigation* — MagNav) e a detecção de anomalias magnéticas (MAD) para guerra antisubmarino (ASW) [4]. O desempenho em ambas as aplicações é ditado pela tolerância do cristal à radiação ionizante e pela preservação da coerência da superposição quântica ao longo do tempo de sensoriamento.

TABELA II

PARÂMETROS DE SAÍDA DA SIMULAÇÃO LINDBLAD/MAGNUS PARA AS CINCO DOSES DE IRRADIAÇÃO.

| Dose ( $\text{e}^-/\text{cm}^2$ ) | [P1] (ppm) | [NV <sup>-</sup> ] (ppm) | $\beta_\phi$ (MHz) | $\beta_\downarrow$ (Hz) | $T_2^*$ ( $\mu\text{s}$ ) | $\lambda_{iz}$ | Infid. |
|-----------------------------------|------------|--------------------------|--------------------|-------------------------|---------------------------|----------------|--------|
| 0 (pristino)                      | 15,6       | 0,17                     | 4,555              | 333,3                   | 0,1098                    | 2,278          | 1,708  |
| $2,31 \times 10^{18}$             | 7,0        | 4,8                      | 2,045              | 403,3                   | 0,2444                    | 1,023          | 0,767  |
| $4,62 \times 10^{18}$             | 7,9        | 7,2                      | 2,310              | 473,3                   | 0,2165                    | 1,155          | 0,866  |
| $8,99 \times 10^{18}$             | 5,8        | 9,3                      | 1,699              | 605,6                   | 0,2942                    | 0,850          | 0,637  |
| $2,57 \times 10^{19}$             | 5,5        | 8,6                      | 1,622              | 1111,7                  | 0,3082                    | 0,811          | 0,609  |

Os resultados paramétricos revelam que a irradiação controlada atua como um mecanismo de purificação do banho de spins local: a conversão de centros paramagnéticos  $N^0$  (P1) em defeitos diamagnéticos  $NV^-$ , induzida pela mobilidade de vacâncias durante o recozimento pós-irradiação, reduz a concentração de P1 de 15,6 ppm (pristino) a 5,5 ppm na dose máxima ( $2,57 \times 10^{19} \text{ e}^-/\text{cm}^2$ ), suprimindo a taxa de defasagem pura de  $\beta_\phi = 4,555 \text{ MHz}$  para 1,622 MHz — uma redução de 2,8 vezes — e estendendo  $T_2^*$  de 0,110  $\mu\text{s}$  a 0,308  $\mu\text{s}$ . Esse ganho é acompanhado de um *trade-off* longitudinal:  $\beta_\downarrow$  cresce 3,3 vezes (de 333,3 Hz a 1111,7 Hz), reduzindo  $T_1$  de 1,5 ms a 0,45 ms e impondo um teto ao tempo de integração coerente por ciclo de sensoriamento. O ajuste fino do binômio fluência-temperatura de recozimento é, portanto, imperativo para otimizar simultaneamente  $T_2^*$  e

$T_1$  às exigências da plataforma hospedeira.

Cumprir registrar, contudo, uma limitação estrutural do modelo que condiciona a interpretação quantitativa dos parâmetros de Magnus. No regime simulado,  $\beta_\phi$  domina  $\beta_\downarrow$  por até quatro ordens de grandeza, de modo que  $T_2 \approx T_2^*$  em todas as condições — ou seja, o modelo não diferencia coerência dinâmica de inhomogeneidade estática. Em diamante real,  $T_2$  supera  $T_2^*$  por um fator de 10 a 100 $\times$ , pois  $T_2^*$  é limitado por flutuações quasi-estáticas do banho de spins (envelope gaussiano), enquanto  $T_2$  reflete apenas as componentes espectrais dinâmicas (envelope lorentziano) [1]. O modelo atual, ao empregar o mesmo operador de salto  $S_z$  para ambos os processos, colapsa essa distinção. Sequências de desacoplamento dinâmico (DD) — Hahn echo, XY-8 ou CPMG — suprimem justamente as flutuações quasi-estáticas, estendendo a coerência efetiva em direção a  $T_2$ ; no presente modelo, esse ganho seria trivial por construção, e não por limitação física do sistema.

O limite de  $T_2^* \approx 0,308 \mu\text{s}$  obtido na fluência máxima configura uma barreira severa para a magnetometria de corrente contínua (DC). A sensibilidade de um único centro NV em esquema de Ramsey escala como  $\eta_{\text{DC}} \propto (\gamma_e \sqrt{T_2^*})^{-1}$ , resultando em  $\eta_{\text{DC}} \sim 64 \text{ nT}/\sqrt{\text{Hz}}$  por NV na dose máxima — quatro a cinco ordens de grandeza acima do limiar referencial ilustrativo da ordem de  $1 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$ , tipicamente adotado em análises de requisitos para aplicações MagNav e ASW [4].

Sensores de *ensemble*, com  $[NV]$  da ordem de 9 ppm em  $1 \text{ mm}^3$ , reduzem a incerteza por um fator puramente estatístico de  $\sqrt{N} \sim 4 \times 10^7$ , projetando-se formalmente na faixa de  $\text{fT}/\sqrt{\text{Hz}}$ , competitiva com SQUIDS. Contudo, enfatiza-se que esta estimativa representa um limite teórico ideal, uma vez que o cálculo não incorpora fatores de degradação experimental inalienáveis, tais como a limitação do contraste óptico, a ineficiência na coleta de fótons e o ruído eletrônico de leitura — variáveis fundamentais para a implementação prática e volume final do dispositivo.

A degradação da Informação Quântica de Fisher pelo autovalor dominante  $\lambda_{iz}$  — que permanece acima de 0,8 mesmo na dose mais alta — confirma que o esquema de Ramsey perde acumulação de fase útil antes do fim do período de sensoriamento, impondo a migração para protocolos de magnetometria AC com refocalização.

Sob excitação de campo alternado (AC), o sensor NV opera como um detector de frequência seletiva: sequências DD sintonizam a janela espectral de sensibilidade em torno de uma frequência alvo  $f = (2\tau_\pi)^{-1}$ , onde  $\tau_\pi$  é o intervalo entre pulsos de inversão. No contexto ASW, essa arquitetura viabiliza a discriminação espectral de assinaturas ferromagnéticas dinâmicas de cascos metálicos em movimento nas faixas ELF/SLF (3–300 Hz), onde a coerência AC efetiva se estende para além de  $T_2^*$  em sistemas com  $T_2 \gg T_2^*$  — precisamente o regime não capturado pelo modelo atual, mas fisicamente presente em amostras recozidas de diamante enriquecido.

A transição do laboratório óptico para *hardware* embarcado impõe restrições estritas de tamanho, peso e consumo (SWaP). O decaimento de coerência na escala de centenas de nanossegundos exige síntese de micro-ondas com largura de banda de gigahertz, sincronização de pulsos com jitter inferior a  $\sim 1 \text{ ns}$  e malha de controle implementada em FPGA *bare-metal*. A leitura (*readout*) óptica por fluorescência requer fotodetectores de alta eficiência quântica e eletrônica de processamento com

latência suficientemente baixa para não degradar o contraste de spin. Para operação em teatros nucleares ou espaciais, onde a fluência acumulada é parte do ambiente operacional — e não uma perturbação controlada de laboratório — toda a cadeia eletrônica de excitação, controle e leitura deve ser certificada contra radiação (*rad-hard*), alinhando a resiliência intrínseca do cristal irradiado à confiabilidade da eletrônica subjacente. A robustez do cristal de diamante, demonstrada pelos resultados da simulação, será tática e estrategicamente irrelevante se o subsistema eletrônico acoplado degradar antes do sensor.

#### IV. OBSERVAÇÕES FINAIS

O presente trabalho demonstrou a extensibilidade do formalismo de síntese perturbativa de Lindblad [7] ao domínio de sensores de estado sólido, transpondo uma estrutura analítica concebida para a caracterização de erros em portas lógicas para a quantificação da decoerência induzida por radiação ionizante em centros NV [3]. A viabilidade dessa transposição, verificada pela coerência física das soluções numéricas, constituiu a contribuição metodológica central do trabalho.

Do ponto de vista operacional, os resultados indicam que o regime de defasagem pura dominante, embora imponha limites à magnetometria de corrente contínua, produz uma estrutura de ruído com canal Z preponderante — portanto suprimível por controle coerente. Essa propriedade, combinada ao efeito de purificação do banho de spins pela irradiação controlada, sustenta a hipótese de que diamantes moderadamente irradiados e recozidos constituem candidatos mais adequados a esquemas de sensoriamento em campo alternado do que o material pristino, conclusão com implicações diretas para o projeto de magnetômetros embarcados em plataformas sujeitas a ambientes radiológicos.

O modelo, em seu estado atual, cumpre o papel de ferramenta exploratória para triagem comparativa de regimes de dose, mas não satisfaz os requisitos de uma ferramenta preditiva quantitativa. Essa distinção delimita o escopo de aplicação dos resultados e define a fronteira do trabalho futuro.

#### REFERÊNCIAS

- [1] E. Janitz *et al.*, “Diamond surface engineering for molecular sensing with nitrogen-vacancy centers,” *Journal of Materials Chemistry C*, vol. 10, pp. 13 533–13 569, Outubro 2022.
- [2] B. Matović E. Nidžović, “Quantum materials in extreme environments: Unlocking new frontiers for next-generation technologies,” *Journal of Innovative Materials in Extreme Conditions*, vol. 6, no. 2, pp. 59–72, 2025.
- [3] K. Kim *et al.*, “Quantum sensing with spin defects: principles, progress, and prospects for use cases,” *Advanced Photonics*, vol. 7, p. 064002, Novembro 2025.
- [4] P. Haas *et al.*, “Towards fieldable NVC quantum sensors for defense applications,” in *Quantum Technologies for Defence and Security II*, vol. 13676, Outubro 2025, pp. 65–74.
- [5] S. Santonocito *et al.*, “Nv centres by vacancies trapping in irradiated diamond: experiments and modelling,” *New Journal of Physics*, vol. 26, no. 1, p. 013054, 2024.
- [6] P. Yu *et al.*, “Towards optimizing the yield of ensemble nitrogen-vacancy centers in electron-irradiated diamond by detecting nitrogen-related spin defects,” *Diamond and Related Materials*, p. 113072, 2025.
- [7] M. Malekakhlagh *et al.*, “Efficient lindblad synthesis for noise model construction,” *npj Quantum Information*, vol. 11, no. 1, p. 191, 2025.