

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO  
INSTITUTO DE FÍSICA DE SÃO CARLOS

BRUNA DE LIMA FERMIANO

Estudo do processo de incubação na microfabricação com pulsos de  
femtossegundos em GaN

São Carlos  
2022

**BRUNA DE LIMA FERMIANO**

**Estudo do processo de incubação na microfabricação com pulsos de  
femtossegundos em GaN**

Trabalho de conclusão de curso apresentado ao  
Instituto de Física de São Carlos da Universidade de  
São Paulo para obtenção do título de Bacharel em  
Física.

Orientador: Prof. Dr. Cleber Renato Mendonça –  
Instituto de Física de São Carlos.

**São Carlos**  
**2022**

AUTORIZO A REPRODUÇÃO E DIVULGAÇÃO TOTAL OU PARCIAL DESTE TRABALHO, POR QUALQUER MEIO CONVENCIONAL OU ELETRÔNICO PARA FINS DE ESTUDO E PESQUISA, DESDE QUE CITADA A FONTE.

# Sumário

1	RESUMO .....	3
2	INTRODUÇÃO .....	4
2.1	Geração de Pulsos Ultracurtos .....	4
2.2	Óptica Não-Linear .....	5
2.3	Fundamentos da Microfabricação com Pulsos de Femtossegundos .....	8
3	MATERIAIS E MÉTODOS.....	8
3.1	Nitreto de Gálio (GaN) .....	8
3.2	Montagem Experimental .....	10
3.3	Determinação da Fluência de Limiar de Dano.....	10
3.4	Efeito de Incubação .....	11
4	RESULTADOS .....	12
5	CONCLUSÕES E CONSIDERAÇÕES FINAIS.....	17
6	REFERÊNCIAS .....	18

## 1 RESUMO

Desde a sua invenção, em 1960, o laser vem sendo utilizado em diversas áreas de pesquisa, e, dentre essas, podemos destacar o processamento de materiais, cuja crescente demanda por tecnologias menores e mais precisas vem se beneficiando. O uso de pulsos ultracurtos (da ordem de picossegundos até femtossegundos) para a microestruturação em materiais tem recebido especial atenção, pois possibilitam altas intensidades luminosas, as quais promovem confinamento espacial da excitação e menos efeitos térmicos<sup>[1][2]</sup>. A microfabricação pode ser realizada em praticamente todos os tipos de materiais, sendo necessário o conhecimento da energia de limiar de dano para cada um. Dentre eles, o Nitreto de Gálio (GaN) recebe especial atenção, pois apresenta uma alta energia de gap (3.4 eV) e propriedades térmicas favoráveis para sua utilização em dispositivos ópticos e eletrônicos<sup>[1]</sup>. Neste trabalho, estudamos os aspectos do processo de microfabricação no GaN, utilizando um laser com pulsos de femtossegundos (Yb:KGW) operando em 1030 nm, com diferentes durações temporais dos pulsos. Mais especificamente, estudamos a influência da duração do pulso no processo de incubação, mecanismo de acumulação de danos considerado responsável por diminuir a energia de limiar de dano do material. As medidas foram realizadas em uma amostra de Nitreto de Gálio de 9.3  $\mu m$  de espessura, para as durações temporais de 216 fs, 500 fs, 750 fs e 1000 fs. Utilizando o método de dano zero, proposto por Liu<sup>[3]</sup>, foi possível determinar as energias de limiar de dano,  $F_{th,N}$ , em função do número de pulsos  $N$ . Observamos que fluência de limiar apresenta um pico em aproximadamente 500 fs, comportamento este atribuído às diferentes dependências do processo de ionização multifotônica e ionização por avalanche com a duração do pulso. Para durações do pulso menores que 500 fs, a fluência tem um crescimento linear com a intensidade do pulso, ou seja, a absorção multifotônica prevalece. Após esse valor, a fluência apresenta uma queda exponencial, mostrando o domínio da absorção por avalanche.

## 2 INTRODUÇÃO

### 2.1 Geração de Pulses Ultracurtos

Pulses ultracurto sãos gerados através de um meio de ganho com uma larga banda de emissão, excitado por uma fonte de bombeio<sup>[2]</sup>. O controle dos modos longitudinais permitidos em uma cavidade ressonante, de comprimento L, é representado por:

$$v_n = n \frac{c}{2L} \quad (1)$$

Com n sendo um número inteiro, c é a velocidade da luz no vácuo e  $v_n$  a frequência permitida para o enésimo modo. Através da Eq. (1), vemos que o espectro dos modos longitudinais forma um pente de frequências, portanto, o que de fato controla o número de modos que podem oscilar na cavidade laser é o meio de ganho, como representado na Fig. (1).

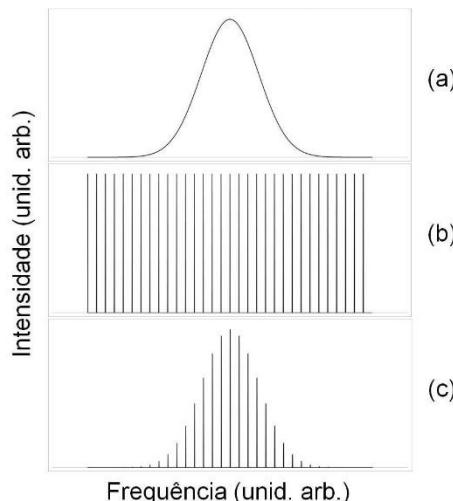


Figura 1 - Esquema representando a largura de banda do laser. (a) Curva de ganho do meio ativo, (b) modos permitidos da cavidade e (c) espectro de saída do laser. Fonte: [2]

O campo elétrico resultante na saída do laser é a soma de todos os campos de frequências permitidas na cavidade, seguindo

$$E(t) = \sum_{-\infty}^{\infty} E_n(t) e^{i(2\pi v_n t + \varphi(t))} \quad (2)$$

Supondo N modos,  $E_n(t) = E_0$  (os campos de todos os modos têm a mesma amplitude) e  $\varphi(t) = 0$  (não há diferença de fase entre a propagação dos campos), temos que:

$$E(t) = E_0 e^{iN\omega_c t} \frac{\sin \frac{N\omega_c t}{2}}{\sin \frac{\omega_c t}{2}} \quad (3)$$

Com  $\omega_c = c/2L$  sendo a frequência característica da cavidade. A intensidade, sendo proporcional ao quadrado do módulo do campo elétrico, é dada por:

$$I(t) = I_0 \left[ \frac{\sin \frac{N\omega_c t}{2}}{\sin \frac{\omega_c t}{2}} \right]^2 \quad (4)$$

Essa intensidade corresponde à um pulso com duração  $T_p$  dada por:

$$T_p = \frac{T_c}{N} \quad (5)$$

Logo, quanto mais modos estiverem acoplados na cavidade, menor será a duração temporal do pulso. O maior número de N é limitado pela largura de banda do meio, que representa a faixa na qual o ganho é maior do que a perda (gráfico (a) da Fig. 1).

Quando a banda de emissão do meio apresenta amplo espectro, muitos modos diferentes são formados na cavidade, de acordo com a equação:

$$\Delta\omega_l = 2\pi\Delta\nu_l \quad (6)$$

Se o número de modos permitidos também é representado por  $N = \Delta\omega_l/\omega_c$ , então a duração do pulso pode ser expressa como  $T_p = 2\pi/\Delta\omega_l$ , de onde podemos afirmar que quanto maior a largura de banda do meio de ganho, menor é a duração do pulso.

Considerando os vários modos permitidos, o campo elétrico resultante será a soma das contribuições de todos os modos, o que proporciona flutuações nas fases e nas intensidades devido à competição entre eles<sup>[4]</sup>. Para controlar isso, é utilizado o regime de travamento de modos. De forma resumida, este mecanismo produz uma interferência construtiva entre os modos, colaborando para o aumento da intensidade e diminuição da duração do pulso na saída da cavidade<sup>[5]</sup>.

## 2.2 Óptica Não-Linear

No regime da óptica linear, a polarização induzida depende linearmente do campo elétrico de acordo com<sup>[6]</sup>:

$$\vec{P}(t) = \epsilon_0 \chi^{(1)} \vec{E}(t) \quad (7)$$

onde  $\epsilon_0$  é a permissividade do vácuo e  $\chi^{(1)}$  é a susceptibilidade linear. Devido à alta intensidade de pico dos pulsos ultracurtos, a amplitude do seu campo elétrico é proporcional à magnitude do

campo da interação atômica. Desta forma, atingimos o regime de óptica não-linear. Neste regime, a Eq. (7) precisa ser corrigida para uma série de potências<sup>[6]</sup>:

$$\vec{P}(t) = \epsilon_0 \left[ \chi^{(1)} \vec{E}(t) + \chi^{(2)} \vec{E}^2(t) + \chi^{(3)} \vec{E}^3(t) + \dots \right] \quad (8)$$

Esta correção traz os termos de susceptibilidade não-linear,  $\chi^{(2)}$ ,  $\chi^{(3)}$ , ...,  $\chi^{(n)}$ , sendo que cada um deles está relacionado com efeitos não lineares, como Efeito Kerr e geração do segundo e terceiro harmônicos<sup>[6]</sup>, por exemplo.

Outro efeito presente, e de maior importância para este projeto, é a absorção não-linear. Em materiais não metálicos, a diferença de energia entre a banda de valência e a banda de condução é chamada de gap, e a luz só pode ser absorvida se a energia do fóton for maior que a energia de gap<sup>[7]</sup>, como representa a Fig. 2.

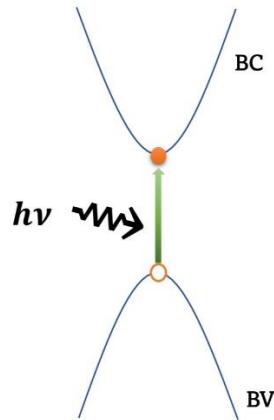


Figura 2 - Absorção linear da luz em um material não metálico. Fonte: elaborado pelo autor.

No regime de altas intensidades luminosas, mesmo que a energia de um fóton não seja suficiente para proporcionar a transição, esta ainda pode acontecer através de processos não-lineares. Os processos de absorção não-linear são: absorção multifotônica, tunelamento e absorção por avalanche<sup>[7]</sup>, mostrados na Fig. 3.

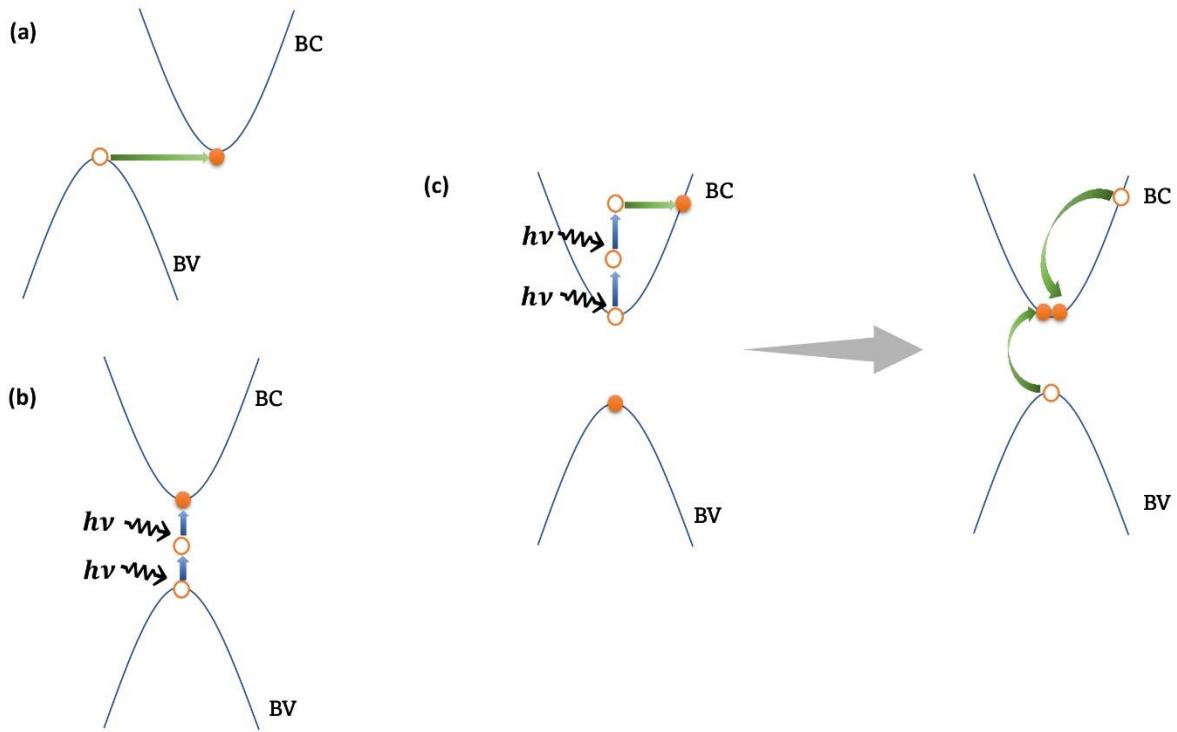


Figura 3 - Fotoionização não-linear: (a) tunelamento, (b) multifotônico e (c) avalanche. Fonte: elaborado pelo autor.

O tunelamento (Fig. 3a) é consequência da “distorção” da barreira de potencial devido ao campo externo aplicado, de forma que o elétron possa se comportar como partícula livre. Na absorção multifotônica (Fig. 3b), vários fótons são absorvidos simultaneamente por um único elétron, trazendo a energia necessária para promover a transição. No caso da avalanche, um elétron, que já está presente na banda de condução absorve múltiplos fótons e transfere energia para outros elétrons através de colisões, como ilustra a Fig 3c. Este processo promove um crescimento exponencial do número de elétrons na camada de condução, por isso o nome de avalanche<sup>[7]</sup>.

O tunelamento e a absorção multifotônica são o mesmo efeito, sendo distinguidos a partir do regime de frequências. Segundo Keldysh<sup>[8]</sup>, no regime de baixas frequências, podemos interpretar o campo eletromagnético como um campo estático, que supera o potencial de ligação do elétron. No regime de altas frequências, o elétron oscila tão rápido que não percebe a distorção do potencial, favorecendo a absorção multifotônica. Podemos determinar qual dos dois processos está acontecendo a partir do parâmetro de Keldysh  $\gamma_k$ :

$$\gamma_k = \frac{\nu}{e} \sqrt{\frac{m_e \epsilon_0 c n_0 E_g}{I_0}} \quad (9)$$

onde  $\nu$  e  $I_0$  são a frequência da luz e a intensidade de pico,  $e$  e  $m_e$  são a carga e a massa do elétron,  $c$  é a velocidade da luz e  $n_0$  é o índice de refração do material. Se  $\gamma_k \ll 1$ , estamos no regime de tunelamento. Se  $\gamma_k \gg 1$ , estamos no regime multifotônico.

## 2.3 Fundamentos da Microfabricação com Pulsos de Femtossegundos

Através dos processos de absorção não linear, ocorre um aumento na densidade de elétrons na banda de condução, o que leva a criação de plasma, tornando o material completamente opaco para a frequência do laser, promovendo uma significativa absorção que causa danos estruturais irreversíveis no material<sup>[9]</sup>.

A utilização de pulsos ultracurtos favorece a modificação e ablação do material sem que haja transferência de calor para a rede, caracterizando um regime não térmico, pois o tempo de duração dos pulsos (ordem de femtossegundos) é muito menor do que o tempo necessário para os elétrons transferirem energia para os fônons (ordem de picossegundos), centralizando o dano apenas no volume focal<sup>[9]</sup>.

Durante a deposição de energia pelo laser, acompanhada pela alta excitação dos elétrons há uma separação espacial das cargas positivas e negativas. Conforme aumenta o acúmulo de carga no material, maior a energia de repulsão. Quando esta energia é maior do que a energia de ligação dos átomos na rede, ocorre uma deformação da estrutura ou ejeção do material, processo conhecido como explosão Coulombiana<sup>[9]</sup>.

Além da duração temporal do pulso, outra característica importante é a taxa de repetição do laser. Em osciladores laser, a separação entre os pulsos é da ordem de nanosegundos<sup>[11]</sup>, sendo, portanto, menor do que o tempo de difusão térmica do material. Logo, não há tempo suficiente para que a energia possa se difundir para fora do volume focal antes que o próximo pulso chegue. Por conta disso, a energia vai se acumulando. Esse regime é denominado acumulativo<sup>[10]</sup>.

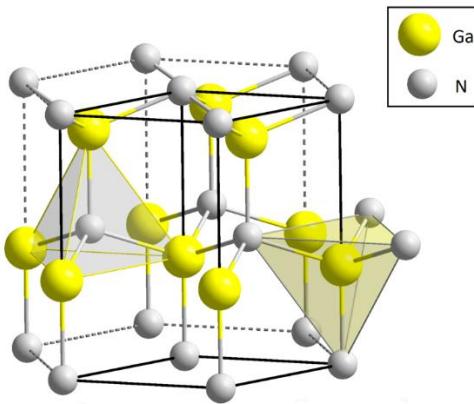
O confinamento espacial do dano proporciona uma microfabricação mais precisa e menos estresse para o material<sup>[10]</sup>, assunto de bastante interesse para o mercado de produtos optoeletrônicos. Por isso, o conhecimento da mínima energia necessária para danificar o material se mostra muito útil, tornando a fabricação mais rápida e precisa, sem muito desperdício de material.

## 3 MATERIAIS E MÉTODOS

### 3.1 Nitreto de Gálio (GaN)

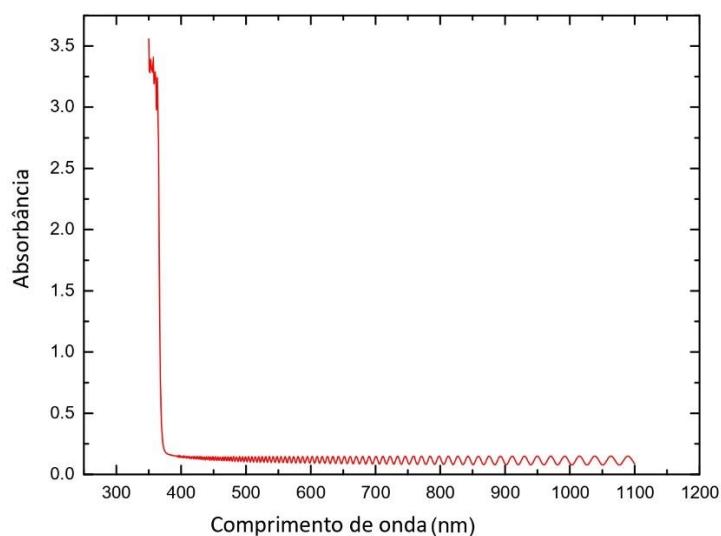
A amostra de GaN utilizada é um filme fino de  $9.3 \mu m$ , providenciado pelo Prof. T. Voss do LENA (Institute of Semiconductor Technology and Laboratory for Emerging Nanometrology), da

Universidade Técnica de Braunschweig, Alemanha. Sua fabricação foi feita através de deposição sobre um substrato de safira utilizando o método de epitaxia (crescimento orientado de um cristal sobre outro pré-existente que apresenta retículo cristalino e cargas iônicas semelhantes)<sup>[1]</sup>. Um esquema da estrutura hexagonal do GaN pode ser visualizado na Fig. 4.



*Figura 4 - Estrutura cristalina do GaN. Fonte: [11]*

O GaN é um semicondutor muito importante, que apresenta alta energia de gap (3.4 eV). Esse valor de gap corresponde ao limite do espectro ultravioleta, logo, este material pode ser utilizado em aplicações para todo o espectro visível. Além disso, suporta campos elétricos muito fortes e é termicamente mais estável do que outros materiais semicondutores, como o Arsenio de Gálio (GaAs)<sup>[12]</sup>. A Fig. 5 representa o espectro de absorção do Nitreto de Gálio. Como a estrutura é muito fina, as duas superfícies paralelas atuam como um interferômetro de Fabry-Perot, provocando o padrão oscilatório de interferência que aparece na figura.



*Figura 5 - Gráfico de absorbância do Nitreto de Gálio. Fonte: elaborado pelo autor.*

### 3.2 Montagem Experimental

Para a realização do experimento, utilizou-se um sistema laser com pulsos de femtossegundos (entre  $216\text{ fs}$  e  $1\text{ ps}$ ) e uma alta taxa de repetição (entre  $1\text{ MHz}$  e  $100\text{ Hz}$ ), operando em três comprimentos de onda:  $1030\text{ nm}$  (fundamental),  $515\text{ nm}$  (segundo harmônico) e  $343\text{ nm}$  (terceiro harmônico). O sistema possui um meio de ganho feito com um diodo Yb:KGW, e sua taxa de repetição é controlada via célula Pockels.

Utilizou-se uma objetiva, com abertura numérica de 0.65 (40x), para focalizar o laser na amostra, que estava sobre um estágio motorizado controlado por um *software*. O processo de microfabricação pode ser acompanhado em tempo real com a ajuda de uma câmera CCD, ligada à um computador. A Fig. 6 traz uma representação do sistema.

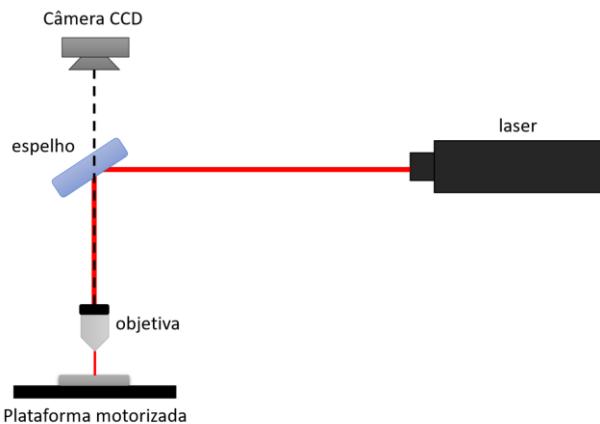


Figura 6 - Esquema simplificado do setup experimental. Fonte: elaborado pelo autor.

### 3.3 Determinação da Fluênciа de Limiar de Dano

Para determinar a fluênciа de limiar e, consequentemente, estudar o efeito de incubação no GaN, foi utilizado o método conhecido como Método do Dano Zero, proposto por Liu<sup>[3]</sup>, em 1982. Este método consiste em utilizar pulsos de perfil espacial Gaussiano, com diferentes energias, para produzir danos na superfície do material. Na microfabricação, quanto maior a energia do pulso maior será a largura da linha microfabricada, como pode ser visto na Fig. 7.

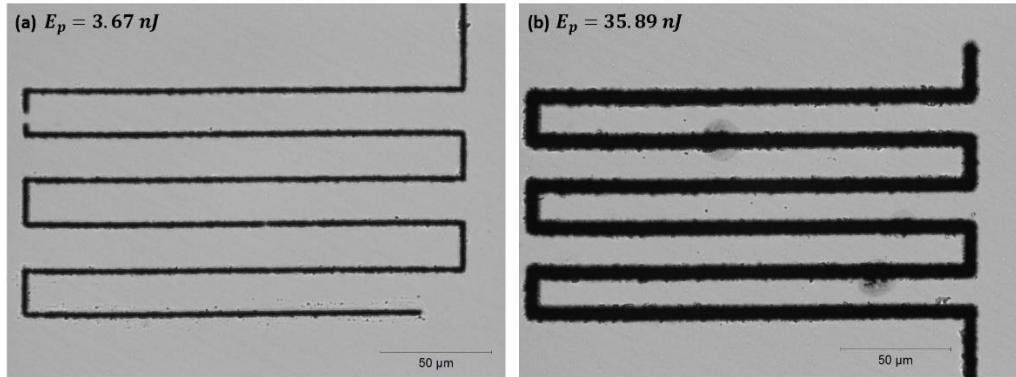


Figura 7 - Linhas microfabricadas para diferentes valores de energia: (a) 3.67 nJ e (b) 35.89 nJ. Fonte: elaborado pelo autor.

A relação entre a fluênciâ limiar ( $F_{th}$ ) para a fabricação e a meia largura da linha ( $r_{th}$ ) é dada por<sup>[3]</sup>:

$$r_{th}^2 = \rho^2 \ln \frac{F_0}{F_{th}} \quad (10)$$

ou, alternativamente para a energia liminar ( $E_{th}$ )

$$r_{th}^2 = \frac{w_0^2}{2} \ln \frac{E_p}{E_{th}} \quad (11)$$

Com  $\rho^2 = w_0^2/2$ ,  $w_0$  sendo o valor do diâmetro do feixe no foco,  $E_{th}$  é a energia de limiar de dano e  $E_p$  é a energia média por pulso, que pode ser obtida a partir da expressão

$$E_p = \frac{\bar{P}}{f} \quad (12)$$

Com  $\bar{P}$  sendo a potência média e  $f$  a taxa de repetição. Por fim, podemos encontrar o valor da fluênciâ de limiar através da expressão:

$$F_{th} = \frac{2E_{th}}{\pi w_0^2} \quad (13)$$

### 3.4 Efeito de Incubação

O efeito de incubação se trata de um mecanismo acumulativo de danos, e é possível estudá-lo através da relação entre a fluênciâ de limiar de dano e o número de pulsos atingindo a amostra

(N). Considerando  $F_1$  como a fluência de um único pulso e  $F_\infty$  a fluência da superposição de infinitos pulsos, a Eq (14) representa um modelo do efeito de incubação<sup>[14][15]</sup>:

$$F_{th,N} = (F_{th,1} - F_{th,\infty})e^{-k(N-1)} + F_{th,\infty} \quad (14)$$

onde  $F_{th,1}$  e  $F_{th,\infty}$  são a fluência de limiar de dano para um único pulso e para infinitos pulsos, e  $k$  é uma constante empírica chamada de parâmetro de incubação. Este parâmetro descreve a eficiência do efeito acumulativo e quanto maior o seu valor, menos pulsos são necessários para atingir a mínima fluência necessária para causar dano.

O número de pulsos por spot ( $N$ ) atingindo a amostra pode ser determinado usando<sup>[13]</sup>

$$N = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{fw_0}{V} \approx 1.25 \frac{fw_0}{V} \quad (15)$$

Assim, é possível controlar o número de pulsos a partir da alteração dos parâmetros  $f$  e  $V$ , relacionados, respectivamente, à frequência de operação do laser e à velocidade de varredura do feixe na amostra.

#### 4 RESULTADOS

Mantendo alguns parâmetros fixos (velocidade de varredura  $V = 25\text{ mm/s}$ , comprimento de onda  $\lambda = 1030\text{ nm}$  e abertura numérica 0.65), variou-se a duração temporal do pulso entre os seguintes tempos: 216 fs, 500 fs, 750 fs e 1 ps. O número de pulsos por spot foi controlado através da frequência, seguindo a Eq. (15), começando com  $f = 197.5\text{ kHz}$  para 10<sup>4</sup> pulsos, até  $f/10000$  para 1 pulso.

Através da Eq. (13), foi possível obter a fluência de limiar de dano considerando a largura das linhas para várias energias. A Fig. 8 mostra a comparação das linhas microfabricadas com 1 pulso e com 10<sup>4</sup> pulsos.

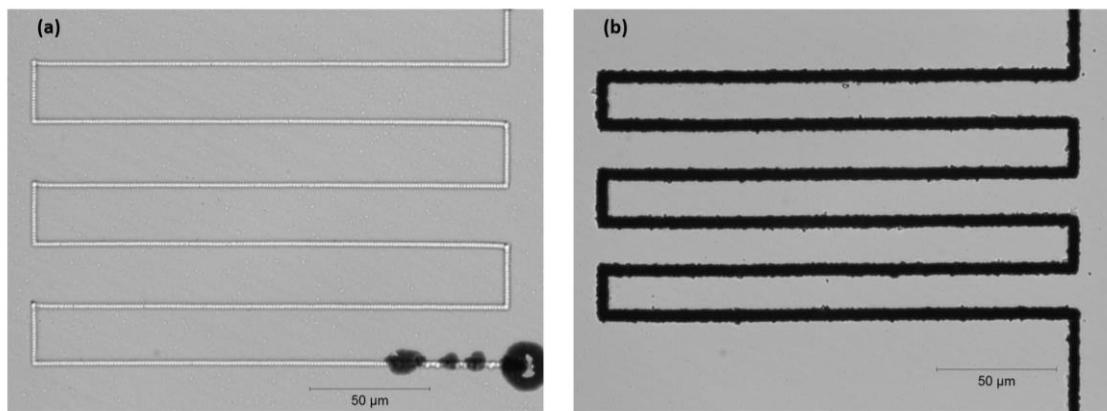


Figura 8 - Comparação das linhas fabricadas no GaN com pulsos de 216 fs para (a)  $N=1$  e  $E_p = 300 \text{ nJ}$ , e (b)  $N=10^4$  e  $E_p = 18 \text{ nJ}$ . Fonte: elaborado pelo autor.

A Fig. 9 representa os resultados do efeito de incubação para  $\tau = 216 \text{ fs}$  (7a),  $\tau = 500 \text{ fs}$  (7b),  $\tau = 750 \text{ fs}$  (7c) e  $\tau = 1000 \text{ fs}$  (7d), com a fluência de limiar de dano em função do número de pulsos. A linha cinza tracejada representa o ajuste obtido através da Eq. (14), a qual descreve corretamente o comportamento experimental obtido. A partir destes gráficos, vemos que a fluência apresenta uma queda considerável no intervalo de 1 até 100 pulsos, atribuída ao acúmulo de defeitos, acelerando o processo de ionização.

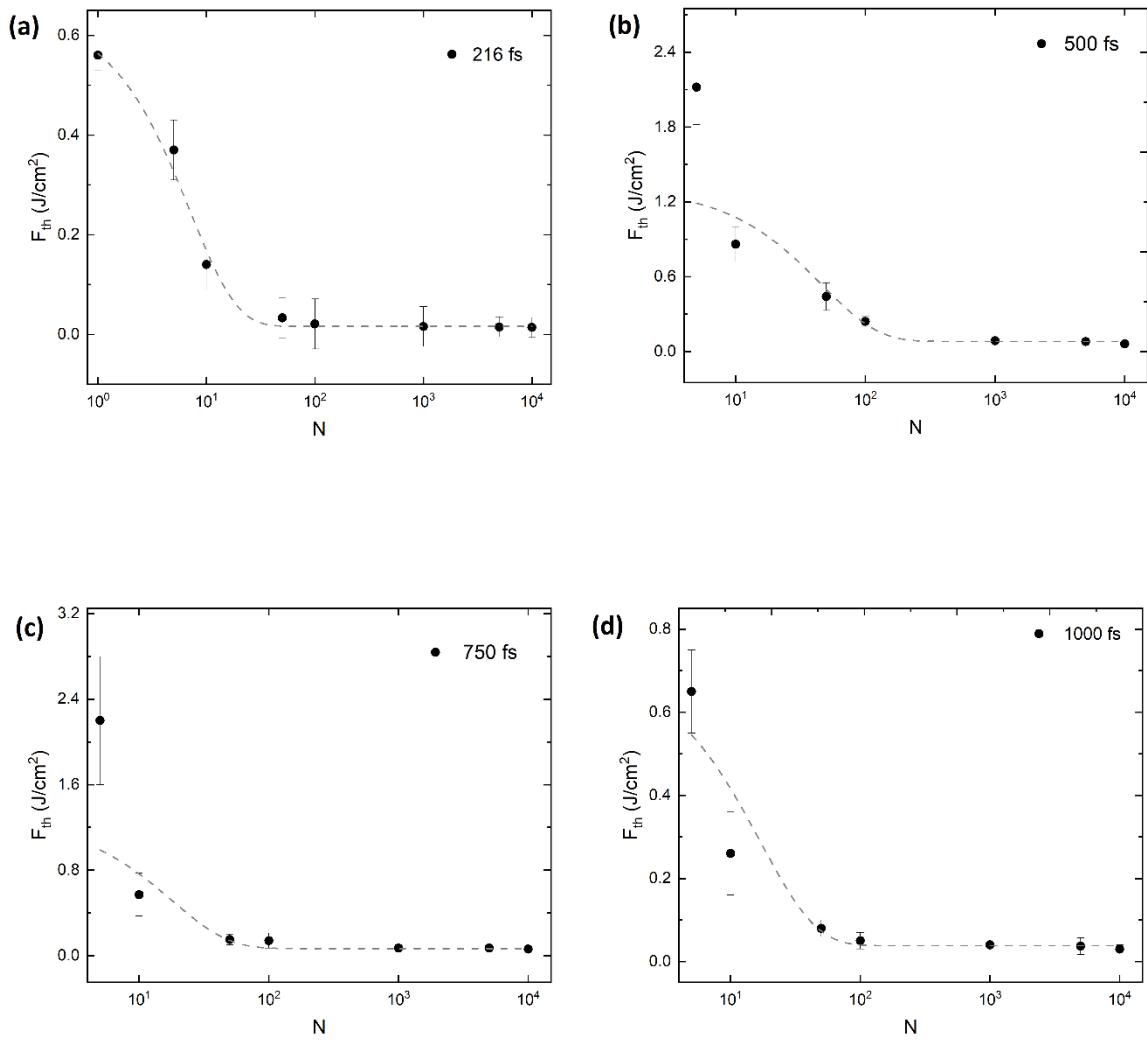


Figura 9 - Gráficos da incubação no GaN para os diferentes valores temporais do pulso: (a) 216 fs, (b) 500 fs, (c) 750 fs e (d) 1000 fs.  
Fonte: elaborado pelo autor.

Os valores da fluênciade limiar obtidos para  $N = 1$  e para  $N = \infty$  (no caso experimental, consideramos  $N = 10^4$ ), assim como o parâmetro de incubação  $k$ , estão representados na Tabela 1.

Tabela 1 – Valores experimentais da fluênciade limiar de dano para 1 pulso e infinitos pulsos.

<b>Experimental</b>	<b>216 fs</b>	<b>500 fs</b>	<b>750 fs</b>	<b>1000 fs</b>
$F_{th,1} (J/cm^2)$	$0.56 \pm 0.03$	-	-	$1.0 \pm 0.6$
$F_{th,\infty} (J/cm^2)$	$0.014 \pm 0.02$	$0.06 \pm 0.02$	$0.06 \pm 0.01$	$0.03 \pm 0.01$

Os valores de  $F_{th,1}$  para  $500\text{ fs}$  e  $750\text{ fs}$  não puderam ser determinados experimentalmente, devido a dificuldades para realização do experimento com apenas um pulso; as linhas correspondentes não se mostraram uniformes o suficiente para realizar o estudo de Liu. O menor valor de  $N$  atingido nesses casos foi 5, e as fluências correspondentes são  $2.1 \pm 0.3\text{ J/cm}^2$  para  $500\text{ fs}$  e  $2.2 \pm 0.6\text{ J/cm}^2$  para  $750\text{ fs}$ .

A curva da Eq. (15) trouxe valores teóricos para as fluências e para o parâmetro de incubação. Estes resultados estão resumidos na Tabela 2.

*Tabela 2 – Valores teóricos da fluência de limiar de dano para 1 pulso e infinitos pulsos, e valor do parâmetro de incubação, obtidos a partir da regressão dos gráficos.*

<b>Teórico</b>	<b>216 fs</b>	<b>500 fs</b>	<b>750 fs</b>	<b>1000 fs</b>
$F_{th,1}\text{ (J/cm}^2)$	$0.56 \pm 0.01$	$1.29 \pm 0.31$	$1.22 \pm 0.5$	$0.69 \pm 0.12$
$F_{th,\infty}\text{ (J/cm}^2)$	$0.02 \pm 0.01$	$0.08 \pm 0.01$	$0.07 \pm 0.01$	$0.04 \pm 0.01$
$k$	$0.14 \pm 0.01$	$0.02 \pm 0.01$	$0.06 \pm 0.02$	$0.06 \pm 0.01$

As diferenças nos valores de  $F_{th}$  podem ser associados aos valores do parâmetro de incubação. Quanto maior o valor de  $k$ , mais eficiente é a incubação e, portanto, menor será o valor da fluência mínima de limiar de dano.

Ao considerar os valores das fluências e de  $k$  em função da duração do pulso, Fig. 10, pode ser observado um comportamento crescente de  $216\text{ fs}$  até  $500\text{ fs}$ , seguido por um comportamento decrescente.

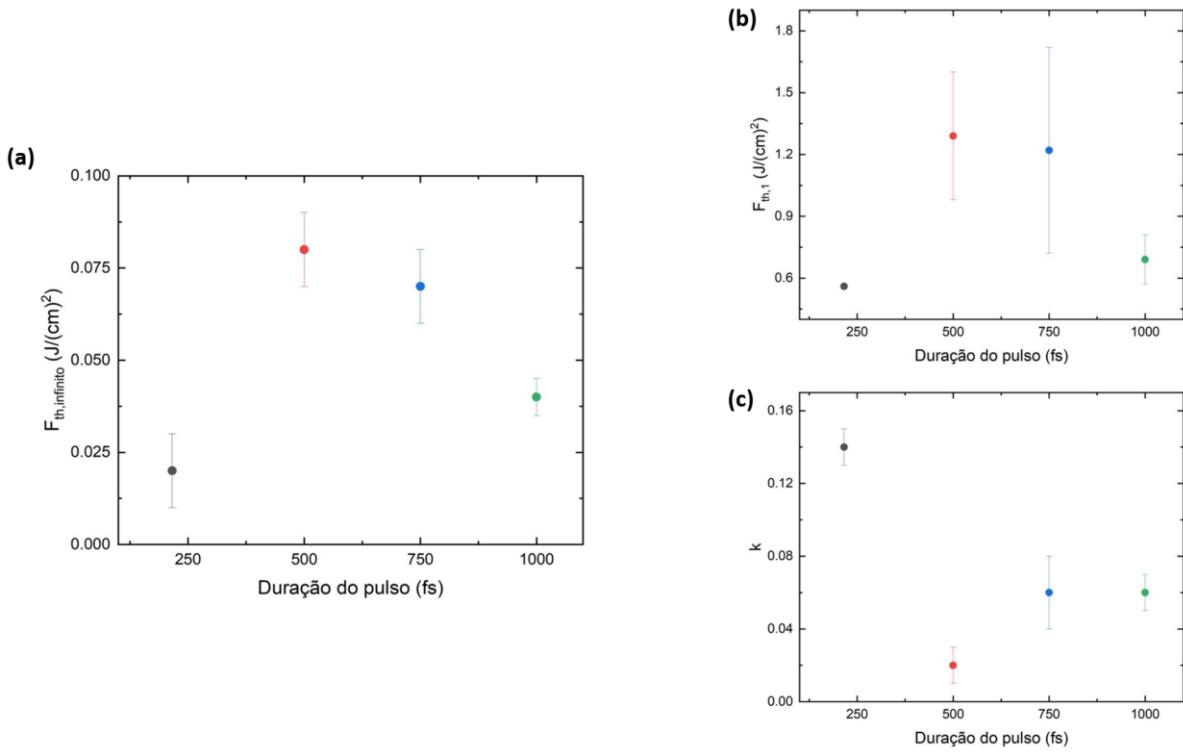


Figura 10 - Gráficos comparando o valor da fluência em função da duração do pulso para (a) infinitos pulsos e (b) um único pulso. Em (c) vemos o comportamento do parâmetro de incubação com a duração do pulso. Fonte: elaborado pelo autor.

Para interpretar os resultados apresentados na Fig. 10 (a) e (b), podemos utilizar um modelo fenomenológico que considera os processos de absorção multifotônica e ionização por avalanche. A produção de elétrons na banda de condução via absorção multifotônica é proporcional a  $\sigma_n I^n$ , onde  $\sigma_n$  representa a seção de choque de  $n$  fótons e  $I$  a intensidade do pulso<sup>[16]</sup>. Tendo em vista que a intensidade é inversamente proporcional a duração do pulso,  $\tau$ , podemos assumir que

$$F_{th} = A \tau \quad (16)$$

com  $A$  sendo um parâmetro de proporcionalidade.

Para o processo de ionização por avalanche, espera-se que para pulsos com maiores durações propiciem um maior acúmulo de elétrons na banda de condução. Supondo que esse processo seja exponencial com a duração do pulso, podemos assumir que<sup>[16]</sup>

$$F_{th} \sim e^{-B\tau} \quad (17)$$

com  $B$  sendo um parâmetro de ajuste para o processo de ionização por avalanche.

Considerando as Eqs. (16) e (17), podemos assumir que para pulsos muitos curtos o processo multifotônico deve prevalecer, pois não há tempo suficiente para que a ionização por avalanche seja significativa. Assim, é possível, portanto, considerar um modelo fenomenológico que segue a seguinte equação

$$F_{th} = A\tau e^{-B\tau} \quad (18)$$

Na Fig. 11 apresentamos, novamente, os resultados obtidos para  $F_{th,1}$  e  $F_{th,\infty}$  em função da duração dos pulsos utilizados na microfabricação do GaN. As linhas tracejadas na figura correspondem ao ajuste obtido com a Eq. (18), mostrando uma razoável concordância entre o modelo fenomenológico proposto com os dados experimentais.

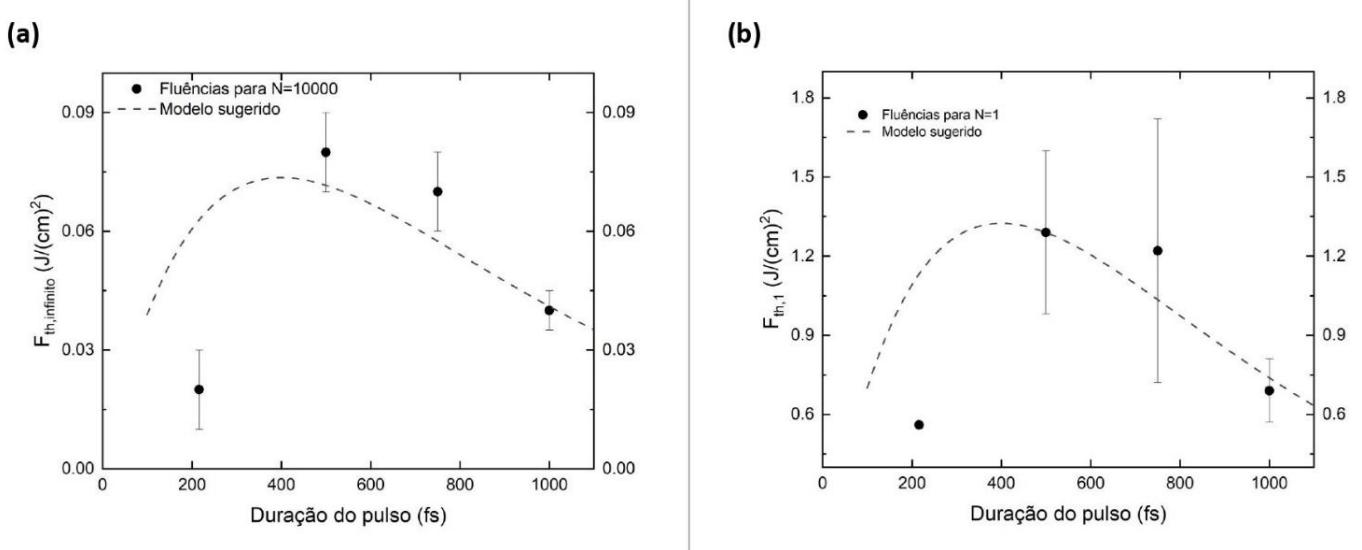


Figura 11 - Comparação do modelo da Eq. 18 (linha tracejada) com os valores das fluências para (a) infinitos pulsos e (b) um único pulso. Fonte: elaborado pelo autor.

## 5 CONCLUSÕES E CONSIDERAÇÕES FINAIS

Neste trabalho, foi estudado o efeito de incubação no Nitreto de Gálio (GaN) utilizando um sistema laser operando em  $1030\text{ nm}$ , focalizado na amostra utilizando uma objetiva com abertura numérica 0.65 (ou 40x). A amostra estava sobre um substrato motorizado, controlado por software, cuja velocidade de translação foi mantida em  $25\text{ }\mu\text{m/s}$  durante a fabricação, considerando diferentes energias. O número de pulsos atingindo o GaN foi controlado a partir da taxa de repetição do laser. A duração do pulso foi variada entre os seguintes valores:  $216\text{ fs}$ ,  $500\text{ fs}$ ,  $750\text{ fs}$  e  $1000\text{ fs}$ . A partir do método de dano zero, proposto por Liu, foi possível calcular as energias de limiar de dano. Com esses valores, foi possível estudar o efeito de dano acumulativo a partir dos gráficos de  $F_{th,N}$  em função do número de pulsos  $N$ . Para  $216\text{ fs}$ , a fluência de limiar de dano variou entre  $F_{th,1} = 0.56 \pm 0.03\text{ J/cm}^2$  e  $F_{th,\infty} = 0.014 \pm 0.02\text{ J/cm}^2$ . Para  $500\text{ fs}$ , variou entre  $F_{th,1} = 2.12 \pm 0.30\text{ J/cm}^2$  e  $F_{th,\infty} = 0.06 \pm 0.02\text{ J/cm}^2$ . Para  $750\text{ fs}$ , variou entre

$F_{th,5} = 2.2 \pm 0.6 \text{ J/cm}^2$  e  $F_{th,\infty} = 0.06 \pm 0.01 \text{ J/cm}^2$ . E, por fim, para  $1000 \text{ fs}$ , variou entre  $F_{th,1} = 1.02 \pm 0.60 \text{ J/cm}^2$  e  $F_{th,\infty} = 0.03 \pm 0.01 \text{ J/cm}^2$ . A eficiência do processo de incubação é definida pelo parâmetro  $k$ , cujos valores encontrados a partir da regressão dos gráficos foram:  $k_{216fs} = 0.14 \pm 0.01$ ,  $k_{500fs} = 0.02 \pm 0.01$ ,  $k_{750fs} = 0.06 \pm 0.02$  e  $k_{1000fs} = 0.06 \pm 0.01$ . As diferenças nos valores das fluências se espelham nos valores do parâmetro de incubação, quanto maior  $k$  menor será  $F_{th}$ . O comportamento das fluências em função do pulso apresentou um crescimento até  $500 \text{ fs}$ , decaindo após esse valor. Tal comportamento foi interpretado levando em conta que para pulsos mais curtos, a absorção multifotônica prevalece e isso cria uma dependência da fluência com a energia do pulso. Para pulsos mais longos, o acúmulo de elétrons propicia a absorção por avalanche, levando à uma queda exponencial do valor da fluência.

## 6 REFERÊNCIAS

- 1 L.K. Nolasco, “Investigation of the fs-laser micromachining process in GaN and diamond”, São Carlos, 2021.
- 2 G. F. B. de Almeida, “Estruturação de filmes de silício amorfo hidrogenado induzida por pulsos laser de femtossegundos”, São Carlos, 2014.
- 3 J. M. Liu, “Simple Technique for measurements of pulsed gaussian-beam spot sizes”, Optics Letters, v. 7, n. 5, p. 196, 1982.
- 4 DUCASSE, A.; RULLIÈRE, C.; COUILLAUD, B. “Methods for the generation of ultrashort laser pulses: mode-locking”. In: RULLIÈRE, C. (Ed.). Femtosecond laser pulses. New York: Springer-Verlag, 1998. p. 53-82.
- 5 MOUROU, G.; STRICKLAND, D. “Compression of amplified chirped optical pulses”. Optics Communications, v. 56, n.3, p. 219-221, 1985.
- 6 BOYD, R.W. “The Nonlinear optical susceptibility”. In: BOYD, R. W. Nonlinear optics. 3<sup>rd</sup> ed. New York: Academic Press, 2008. p. 1-12.
- 7 AMS, M. et al. “Investigation of ultrafast laser-photonic material interactions: Challenges for directly written glass photonics”. IEEE Journal on Selected Topics in Quantum Electronics, v. 14, n. 5, p. 1370-1388, 2008.

- 8 KELDYSH, L.V. “Ionization in the field of a strong electromagnetic wave”. Soviet Physics JETP, v. 20, n. 5, p. 1945-1957, 1965.
- 9 GATTASS, R. R.; MAZUR, E. “Femtosecond laser micromachining in transparent materials”. Nature Photonics, v. 2, p. 219-225, 2008.
- 10 ALMEIDA, G. F. B.; NOLASCO, L. K. et al. “Incubation effect during laser micromachining of GaN films with femtosecond pulses”. Journal of Materials Science: Materials in Electronics, v. 30, n. 18, p. 16821-16826, 2019.
- 11 HILL, A. “Growth, Characterization, and Thermodynamics of III-Nitride Semiconductors”. Arizona State University, 2011.
- 12 KENTE, T.; MHLANGA S. D. “Gallium nitride nanostructures: Synthesis, characterization and applications”. Journal of Crystal Growth, p. 55-72, 2016.
- 13 OWEN, D. B.; ABRAMOWITZ, M.; STEGUN, I. A. “Handbook of mathematical functions with formulas, graphs, and mathematical tables”. Technometrics, v. 7, n. 1, p. 78, 1965.
- 14 ASHKENASI, D. et al. “Surface damage threshold and structuring of dielectrics using femtosecond laser pulses: the role of incubation”. Applied Surface Science, v. 150, n. 1, p. 101-106, 1999.
- 15 SUN, Z.; LENZNER, M.; RUDOLPH, W. “Generic incubation law for laser damage and ablation threshold”. Journal of Applied Physics, v. 117, n. 7, p. 073102, 2015.
- 16 STUART, B. et al. “Nanosecond-to-femtosecond laser-induced breakdown in dielectrics”. Physical Review B – condensed matter and materials physics, v. 53, n. 4, p. 1749-1761, 1996.