

### 3. Contagem de Fótons

A tecnologia de detecção de fótons únicos existe há algum tempo – embora não para qualquer comprimento de onda – e pode ser implementada basicamente com tubos fotomultiplicadores [24], junções supercondutoras [25], e fotodiodos de avalanche (APDs) [26], [27], [28]. Esses dispositivos têm sido amplamente empregados em outras áreas de pesquisa, tais como topologia [29], astronomia [30] e espectroscopia [31].

O foco desta pesquisa considera que o contador de fótons utiliza a tecnologia dos APDs, que além de serem os detectores mais largamente utilizados em aplicações práticas, foram também os utilizados no trabalho experimental desta tese. Neste caso foi considerado os APDs de InGaAs/InP (arseneto de índio-gálio/fosfeto de índio) os quais cobrem a faixa espectral de 900 a 1700 nm, sendo assim utilizados para a contagem de fótons no comprimento de onda de telecomunicações: 1550 nm.

A figura Figura 3.1 apresenta o número médio de fótons correspondente aos níveis de potência comumente usados em sistemas de comunicações.

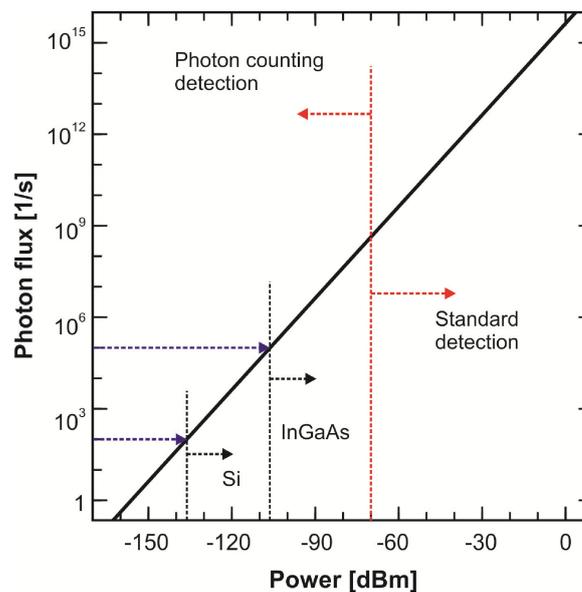


Figura 3.1 Fluxo médio de fótons vs potência óptica [32]

Tipicamente abaixo de -70 dBm os fotodetectores comuns deveriam ser substituídos pelos de detecção de fótons únicos [32]. A limitação principal é dada pela taxa de contagem de escuro  $n_{dark}$  (neste caso é considerado o modo de operação *free running*). Os APDs de silício apresentam taxas de contagem de escuro de aproximadamente 100 contagens/segundo e podem detectar sinais abaixo dos -130 dBm. No caso dos APD de InGaAs/InP as taxas de contagem de escuro são maiores: 100 k contagens/segundo [28], [32], limitado pelo fenômeno do *afterpulse* (vide sub seção 3.1.3), podendo detectar sinais não menores do que -100 dBm.

Desde a primeira demonstração da viabilidade dos refletômetros por contagem de fótons para a supervisão de fibras ópticas [8] muitos avances foram propostos e implementados. Já no ano de 1985 a referência [33] apresentou um OTDR por contagem de fótons ( -OTDR) baseado num APD de InGaAs/InP com resolução de 100 m, na banda de 1550 nm e que trabalhava à temperatura ambiente. Naquela época um outro trabalho apresentou um -OTDR com resolução de poucos centímetros mas na banda de 830 nm com um detector de silício [34]. Pouco depois [35] desenvolveu um -OTDR com 5 cm de resolução usando um detector de germânio (proposto na referência [36]), o qual é esfriado a 77 K e na banda de 1300 nm. Esse trabalho demonstrou experimentalmente o compromisso entre o ruído de escuro (contagem de escuro) e a resolução espacial atingido pelo detector.

O fato dos detectores na banda de 1550 nm serem muito ruidosos criou uma tendência baseada na técnica de "*up-conversion*", como o trabalho da referência [37], onde os fótons retroespalhados são convertidos (através de um processo não linear) da banda de 1550 nm até a banda de 600 nm para logo serem detectados usando um APD de silício. Outro trabalho usando essa técnica é apresentado na referência [38] obtendo 16 dB de faixa dinâmica e 1 m de resolução espacial. A referência [39] demonstrou uma dinâmica de 42.19 dB usando a mesma técnica na qual foi incluída uma rede de Bragg (usada como filtro passa banda estreito) obtendo assim níveis de ruído ultra baixos.

Trabalho mais recentes apostam nos detectores de nano fios supercondutores, aproveitando o sua baixa contagem de escuro, baixo jitter e

altas taxas de gatilhamento. Assim resoluções temporais de até 0.4 ns foram obtidas [40] [41]. Já na referência [42] dinâmica de 46.9 dB com resolução temporal de 100 m foram demonstradas.

Na atualidade existem empresas [43] [44] que já oferecem os OTDR por contagem de fótons únicos, embora, o seu uso ainda não seja massificado como os OTDRs convencionais.

### 3.1. Características de um equipamento para detecção de fótons únicos

#### 3.1.1. Eficiência quântica

A *eficiência quântica* de um contador de fótons é definida como a probabilidade que um fóton incidente gere um par elétron-buraco [3]. Nem todos os fótons que chegam ao detector geram o par elétron-buraco, isso porque eles não são absorvidos pela natureza probabilística do processo de absorção. Outros fótons podem ser refletidos pela superfície do detector reduzindo ainda mais a eficiência. Além disso, nem todos os pares elétron-buraco gerados são capazes de iniciar uma avalanche. Isso pode ser resumido pela expressão:

$$y = (1 - \mathfrak{R})' (1 - e^{-\alpha d}) \quad \text{Eq. 13}$$

onde  $\mathfrak{R}$  é o coeficiente de reflexão na superfície,  $\alpha$  é o coeficiente de absorção do material (ambos, em geral, dependentes do comprimento de onda da luz incidente),  $d$  é a altura da placa do material fotodetector e  $'$  a probabilidade de geração de avalanche (dependente da eletrônica utilizada).

Para um contador de fótons ideal, a eficiência quântica deve ser a mais próxima possível de 100%, ao longo da maior faixa espectral possível, mas raramente se consegue na prática um valor acima de 70% para APDs de silício a 700 nm [45] ou acima de 30% para APDs de InGaAs a 1550 nm [46] [47].

### 3.1.2. Ruído de Escuro

O efeito de avalanche no detector não é causado somente pela absorção de fótons, mas por outros mecanismos que geram pares elétron-buraco, tais como processo de tunelamento entre as bandas de condução e valência ou, na maior parte dos casos, processos oriundos de efeitos térmicos. Visto que esse ruído ocorre mesmo sem luz incidindo no detector, ele é chamado de *ruído de escuro* (*dark noise*) e, os pulsos elétrico gerados, de *contagem de escuro* (*dark counts*).

Uma técnica muito simples para diminuir as contagens de escuro é esfriar o detector, reduzindo assim o ruído térmico. Porém, a eficiência quântica diminui com a diminuição da temperatura, além do que o processo de tunelamento é mais dominante a baixas temperaturas.

O ruído de escuro é um processo sem memória e pode ser modelado por uma variável aleatória *poissoniana*. O termo análogo ao fluxo de fótons é a *taxa de escuro*,  $n_{dark}$ , que expressa o valor médio de contagens por unidade de tempo. Como foi observado na Figura 3.1, tipicamente a taxa de contagem de escuro em um SPAD de silício é de 10 até 100 contagens por segundo, e nos SPAD InGaAs/InP de centenas até milhares de contagens por segundo [28], [32].

Não podemos falar da probabilidade de haver  $n$  contagens de escuro por unidade de tempo, já que no máximo só pode haver uma contagem naquele tempo, assim todos os casos onde  $n > 0$  devem ser considerados de forma conjunta:

$$p(\text{ruído}) = 1 - p(0) = 1 - e^{-\mu} \quad \text{Eq. 14}$$

onde,  $\mu = n_{dark}T$ , é o número médio de contagens por intervalo de tempo e  $p(\text{ruído})$  é a probabilidade de ruído no mesmo intervalo de tempo. Na prática o detector é ativado por um intervalo de tempo,  $T$ , muito pequeno (ordem de nanosegundos), de forma que  $\mu$  é muito pequeno e pode-se aproximar:  $p(\text{ruído}) \approx \mu$ .

### 3.1.3. Afterpulse

Provavelmente uma das maiores deficiências que apresentam os APDs de

InGaAs/InP (além da sua baixa eficiência de detecção) é o chamado *afterpulse*. Este efeito resulta de cargas presas em “armadilhas” (níveis energéticos no interior do *gap*) devido a avalanches anteriores, as quais geram novas avalanches não causadas pela chegada de fótons.

Esse efeito pode ser reduzido aumentando-se a temperatura – diminuindo assim o tempo de vida das armadilhas – o qual aumenta a taxa de escuro, o que não é desejável. A redução do *afterpulse* também é possível aumentando-se o tempo morto, o que também não é desejável.

#### 3.1.4. Resolução temporal e tempo morto

Para muitas aplicações, a resolução temporal do detector é um parâmetro determinante. Ela depende do quão rápido a detecção de um fóton é convertida num pulso elétrico, no caso específico dos APDs, há de se considerar o tempo de construção de avalanche, que é um processo aleatório (decorrente da aleatoriedade do processo de multiplicação por avalanche). É crucial que a resolução temporal seja suficientemente inferior à duração do pulso, de forma que o efeito de *jitter* seja desprezível.

No caso dos APDs de InGaAs/InP resoluções temporais inferiores a 180 ps tem sido demonstradas [9]; e no caso dos APDs de silício, resoluções inferiores a 100 ps podem ser obtidas [26].

O tempo morto é simplesmente o intervalo de tempo no qual o detector se “recupera” após o último pulso elétrico gerado. Um contador de fótons ideal não possui tempo morto, e a duração do intervalo entre duas janelas de detecção dependeria apenas de quão rapidamente o laser, no transmissor, seria pulsado; em sistemas reais, essa propriedade é consequência da eletrônica utilizada (vide subseção 3.2), e não apenas do fotodiodo em si.

#### 3.1.5. Dependência do comprimento de onda

A eficiência quântica, definida na subseção 3.1.1, varia em função do comprimento de onda da luz que desejamos detectar. Na realidade, cada material

possui um tipo de dependência distinto, sendo alguns mais sensíveis para certas regiões do espectro do que outros. Já existe toda uma tecnologia disponível que pode ser imediatamente aproveitada. Valores muito comuns são 780 nm, 850 nm, 1,3  $\mu\text{m}$  e 1,55  $\mu\text{m}$ .

Para qualquer comprimento de onda inferior a  $\sim 1 \mu\text{m}$ , um dos melhores métodos de contagem de fótons que existe é baseado em APDs de silício [48]. Módulos comercialmente disponíveis são capazes de exibir eficiências quânticas superiores a 70% (para a faixa de comprimentos de onda 700-800 nm), resoluções temporais inferiores a 100 ps, taxas de contagem máxima entorno de 30 MHz, taxas de escuro da ordem de 1 Hz e temperaturas em torno de 0 °C.

Para comprimentos de onda acima de  $\sim 1 \mu\text{m}$ , no entanto, não há solução definitiva [48]. Na janela em torno de 1,3  $\mu\text{m}$ , o problema tem sido tradicionalmente resolvido pelo uso de APDs de germânio (Ge) ou de arseneto de índio-gálio (InGaAs/InP). O problema principal dos APDs Ge é a necessidade de baixíssimas temperaturas, em torno de 77 K; no entanto, taxas de escuro e eficiências aceitáveis podem ser obtidas (25 kHz e 10%, respectivamente). Já na janela de 1,55  $\mu\text{m}$ , apenas APDs de InGaAs/InP podem ser utilizados. Apesar de não necessitar de temperaturas tão baixas (mas, mesmo assim, que não passam de 173K), o APD InGaAs/InP possui uma maior probabilidade de *afterpulse*. No comprimento de onda de 1.55  $\mu\text{m}$ , dispositivos com eficiência quântica de 25%, com taxas de ruído de  $2.5 \times 10^{-6}/\text{ns}$  no modo gatilhado e 3 kHz no modo *free running* (com tempo morto de 50  $\mu\text{s}$ ) já estão comercialmente disponíveis [49].

### 3.1.6. Figura de mérito

Em fotodetectores, um conceito amplamente utilizado é o de relação sinal-ruído. Já que trabalhamos constantemente no limiar permitido pelas leis da física, que é a detecção da energia de um único fóton, temos a falsa ilusão de que basta possuir uma boa eficiência quântica para se obter um bom detector. No entanto, ser capaz de detectar um fóton não significa ser capaz de extrair informação a partir desse fóton, devido à presença de ruído na detecção. Assim, a figura de mérito mais utilizada para detectores clássicos se chama potência equivalente de

ruído e abreviada como NEP (*noise equivalent power*). Para contadores de fótons, ela é expressa como:

$$NEP = \frac{hc}{y} \sqrt{2 \langle n_{dark} \rangle} \quad \text{Eq. 15}$$

Observe que a NEP depende do comprimento de onda do fóton (isto é, de sua energia), da eficiência quântica e do valor médio da taxa de ruído. A grande deficiência dessa figura de mérito é que ela não possui interpretação física evidente, já que é medida em Watts por raiz quadrada de Hertz. Isso pode fazer sentido para detectores clássicos, nos quais o ruído tem uma dependência quadrática com a banda passante do detector, mas essa dependência não existe em contadores de fótons, se tornando desprovida de significado. Assim, pode-se usar outra figura de mérito extremamente semelhante, a sensibilidade, que é dada por:

$$SNR_0 = \frac{hc}{y} \langle n_{dark} \rangle \quad \text{Eq. 16}$$

A diferença é sutil, mais possui uma interpretação física muito simples: a sensibilidade é a potência incidente no detector que corresponde a uma relação sinal-ruído igual a 1. Portanto, ela pode ser encarada como uma espécie de “limiar” de detecção [48]

A *taxa máxima de contagem* é outra figura de mérito, e relaciona a resolução temporal e o tempo morto. Ela é a máxima taxa de pulsos por segundo que poderia ser detectada sem sobreposição de pulsos vizinhos [50]. Ela é dada por:

$$R_{\max} = \frac{1}{\tau_r + \tau_m} \quad \text{Eq. 17}$$

onde os termos (que são médias estatísticas) no denominador são a resolução temporal ( $\tau_r$ ) e o tempo morto ( $\tau_m$ ).

## 3.2. Técnicas para interromper a avalanche

Para a detecção de fótons únicos, os APDs são operados no chamado modo *Geiger*, no qual a tensão elétrica aplicada,  $V_E$ , é superior à tensão de ruptura,  $V_B$ . Desta forma, um simples fóton é capaz de desencadear uma avalanche, composta de uma grande quantidade de pares elétron-buraco. Essa detecção, contudo, não resolve o número de fótons que chegam no detector e, assim, um ou mais fótons podem gerar um sinal elétrico que simplesmente indica a detecção de "um fóton" só. Uma vez desencadeada a avalanche o APD necessita suprimi-la para impedir a destruição do dispositivo e para que assim ele possa se preparar para detectar um novo fóton. Esse processo de supressão da corrente macroscópica gerada é chamado de *quenching*.

### 3.2.1. Quenching passiva

Este método é o mais simples de se realizar. Um resistor (tipicamente de algumas dezenas de k [9] [28]) é conectado em série com o diodo, desta forma causando uma diminuição na sua tensão justamente quando a avalanche acontecer, reduzindo-a abaixo da tensão de ruptura e reinicializando o APD. O tempo morto, nesse caso, é dado pelo tempo decorrido na recarga da capacitância do APD através do resistor.

No entanto, este método não permite níveis de tensão muito altos, o qual apresenta algumas restrições na eficiência quântica e na resolução temporal. Além disso o método não é muito indicado para trabalhar com os APD de InGaAs, por serem muito ruidosos e apresentarem maior *afterpulse*.

### 3.2.2. Quenching ativa

A idéia deste método é simplesmente medir o aumento do pulso de avalanche, reagir ativamente no APD e, o mais breve possível, extinguir o pulso. O aumento do pulso de avalanche é medido com um comparador muito rápido, o qual gera um sinal de saída, comutando a tensão aplicada para um nível inferior à tensão de ruptura.

A vantagem desta técnica é a rápida transição entre o estado ativo e não ativo do detector (e vice-versa) e o pequeno, e bem definido, tempo de avalanche e tempo morto. Diferentes circuitos eletrônicos implementado este método são apresentados em [27].

### 3.2.3. Quenching ativa gatilhada

Em muitas aplicações o tempo de chegada dos fótons no detector é conhecido (com maior ou menor precisão) ou, em todo caso, pode ser escaneado. Assim, o detector pode ser operado acima da tensão de ruptura somente por um intervalo de tempo pequeno, na ordem de poucos nanosegundos.

Este método possibilita o uso de níveis de tensão muito altos, gerando assim uma melhor eficiência quântica e resolução temporal, além da redução do ruído pelo fato de ativar o detector por um tempo muito curto.

## 3.3. Lasers Atenuados

Em sistemas de reflectometria por contagem de fótons a informação básica é o tempo de chegada do fóton. Assim a potência de retroespalhamento, de um pulso de luz emitido, tem que ser suficientemente pequena, contendo apenas um fóton. O que se faz na prática é atenuar o laser emitido ou retroespalhado, de forma que o número médio de fótons, por pulso retroespalhado, seja tão pequeno que a probabilidade de haver mais de um fóton no mesmo pulso seja tão pequena quanto se queira.

Se considerarmos um laser emitindo um feixe de luz com potência constante  $P$ , e, sabendo que o fluxo médio de fótons (fótons/s) emitidos por um laser quasi-monocromático é dado por  $\Phi = P/h\nu$  (onde  $\nu$  é a frequência óptica e  $h$  é a constante reduzida de Plank), então em um dado intervalo de tempo  $\Delta t$  (a duração de um pulso), podemos afirmar que aproximadamente  $\Phi \Delta t$  fótons serão capazes de atravessar o meio de teste (fibra ou espaço livre – ida e volta) e o atenuador, onde  $\alpha$  é coeficiente de transmissão conjunto (meio de teste + atenuador).

Se dividirmos o intervalo de tempo  $\Delta t$  em  $N$  sub-intervalos de comprimento

$\lambda/N$ , de forma que não haja mais de um fóton em um dado subintervalo, cada intervalo terá uma probabilidade  $p = \lambda/N$  de possuir um fóton e probabilidade  $1-p$  de estar vazio. A probabilidade de se encontrar  $n$  fótons em  $N$  tentativas (ou intervalos) segue uma distribuição binomial, que é dada por:

$$p(n) = \binom{N}{n} p^n (1-p)^{N-n} = \frac{N!}{n!(N-n)!} \left(\frac{r\Phi\ddagger}{N}\right)^n \left(1 - \frac{r\Phi\ddagger}{N}\right)^{N-n}$$

$$= \frac{(r\Phi\ddagger)^n}{n!} \left\{ \frac{N!}{(N-n)!N^n} \right\} \left(1 - \frac{r\Phi\ddagger}{N}\right)^{N-n}$$
Eq. 18

Tomando o limite quando  $N \rightarrow \infty$ , o termo entre chaves tende a 1 e o último termo tende a  $\exp(-\mu)$ , de forma que obtemos:

$$p(n) = \frac{\mu^n}{n!} e^{-\mu}$$
Eq. 19

onde  $\mu = \lambda$ .

Por ser esta uma distribuição de probabilidade *poissoniana*, não é possível obter uma quantidade indefinida de pulsos consecutivos que contenham exatamente um fóton. Assim, não é desejável ter pulsos contendo mais de um fóton. Se observarmos que a probabilidade de um pulso não-vazio possuir mais de um fóton é dada por:

$$p(n > 1 | n > 0) = \frac{1 - p(0) - p(1)}{1 - p(0)}$$

$$= \frac{1 - e^{-\mu} (1 + \mu)}{1 - e^{-\mu}} \approx \frac{\mu}{2}$$

Logo, a probabilidade de haver pulsos multi-fóton pode ser feita tão pequena quanto se queira. Porém, quanto menor o valor médio de fótons por pulso, maior a probabilidade de emissão de pulsos vazios, dada por  $p(0) = e^{-\mu}$   $1 - \mu$ .

### 3.4. Reflectometria por contagem de fótons únicos

A aquisição por contagem de fótons depende muito da aplicação, o meio de propagação e, principalmente, do comprimento de onda de luz usado. Como descrito anteriormente, neste trabalho são considerados os contadores de fótons baseados em fotodiodos de avalanche de InGaAs/InP, os quais tem características particulares quanto ao comprimento de onda, ruído de escuro e *afterpulse*, impondo assim limites no tempo de aquisição. Teoricamente a taxa de emissão de pulsos,  $n_{ep}$  (pulsos/segundo), pode ser igual ou inferior ao inverso do tempo de voo máximo esperado  $t_{max}$ , correspondente à distância máxima de medição,  $2L_{max}$ , evitando ambigüidade na detecção.

A incerteza do tempo de voo medido é determinada por três principais fatores: o tamanho do pulso de luz emitido  $t_{pulse}$ , o jitter no timer (eletrônica de aquisição) e o jitter no fotodetector. Considerando o tempo  $t_{pulse}$  suficientemente grande, as outras duas incertezas podem ser desprezíveis. Assim a resolução espacial seria dada por:

$$R_{es} \approx c\Delta t_{pulse} \quad \text{Eq. 20}$$

As lógicas de aquisição usualmente usadas nos sistemas por contagem de fótons são descritas a seguir:.

#### 3.4.1. Free running

O modo *free running* está referido à ativação do APD ( $V_E > V_B$ ) por um tempo suficiente,  $t_{gate}$ , para cobrir a distância máxima de reflexão esperada. Deste modo, para cada pulso de luz emitido, o APD é capaz de detectar um fóton refletido, desde qualquer ponto dentro de essa distância (e por tanto dentro deste tempo).

Os APDs de silício permitem tempos da ativação muito longos (na ordem dos ms) devido a sua baixa taxa de contagem de escuro (entre 10 até 100 contagens por segundo). No caso dos APDs de InGaAs/InP a situação é muito

diferente. Eles têm uma taxa,  $n_{dark}$ , muito maior (milhares de contagens por segundo), conseqüentemente tempos,  $t_{gate}$ , muito curtos ( $< 1\mu\text{s}$ ), assim distâncias de medição muito curtas.

### 3.4.2. Modo gatilhado

Neste modo, o fotodetector é ativado por um intervalo de tempo muito curto com o fim de mitigar a contagem de escuro, sendo assim indicado para os APDs de InGaAs/InP, vide Figura 3.2. Contudo, esta técnica tem tempos de aquisição muito longos. Para cobrir a distância máxima de medição, o fotodetector é ativado com tempos de atraso discretos,  $t_{delay}=i \cdot t_{delay}$ ,  $i=1,2,3,\dots$ , abrindo janelas de medição,  $t_{gate}$  para cada  $t_{delay}$ . O número de janelas totais para cobrir a distância máxima é dado por:  $N_j=t_{max}/t_{gate}$ .

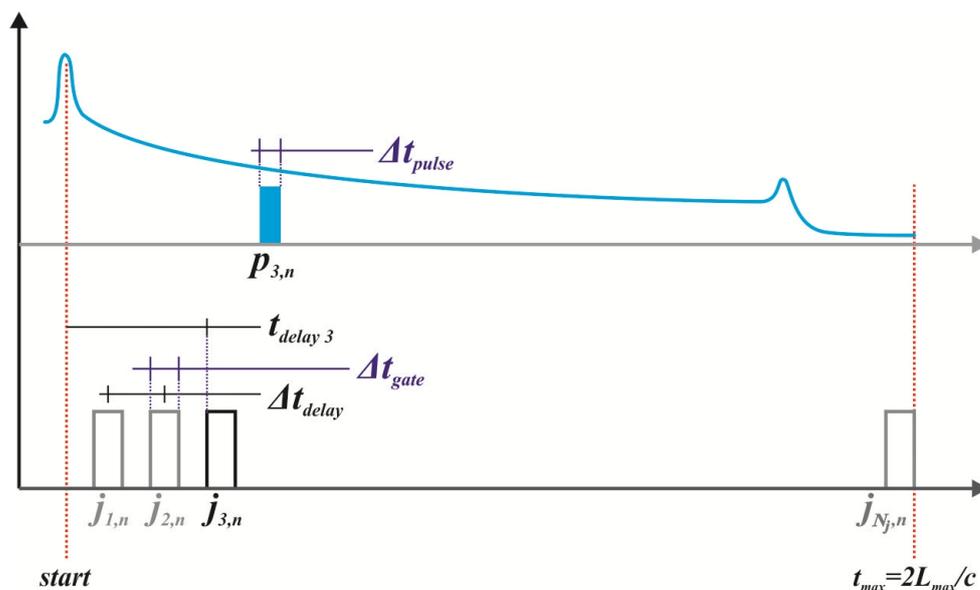


Figura 3.2 Modo Gatilhado

Cada pulso de luz emitido nem sempre tem um fóton retroespalhado na janela de medição aberta. Então, é necessário emitir vários pulsos de luz,  $N_{pj}$ , por janela, até que um ou vários fótons (dependendo da estatística desejada) reflitam da distância correspondente ao tempo  $t_{delay}$  daquela janela. Isto é feito para cada janela até completar a distância máxima de medição,  $L_{max}$ .

Na Figura 3.2, no tempo  $t_{delay3}$  (tempo que representa a distância

$L_3=c \cdot t_{delay}^3/2$ ) é mostrado  $j_{3,n}$ , que é a  $n$ ésima ativação da janela 3, correspondente ao  $n$ ésimo pulso emitido  $p_{3,n}$  (onde  $n=1 \dots N_{pj}$ ). Consequentemente, o número de pulsos totais emitidos é dado por:  $N_p=N_j \cdot N_{pj}$ .

A resolução espacial no modo gatilhado depende estritamente da duração do pulso de luz emitido  $t_{pulse}$ . Consequentemente, não adianta ter  $t_{gate}$  menor do que  $t_{pulse}$ . Além, o  $t_{delay}$ , não tem que ser menor do que  $t_{gate}$ . Assim, usualmente é usado  $t_{pulse} = t_{gate} = t_{delay}$ .

### 3.4.3. Gatilhado rápido

No modo de gatilhado simples, descrito na seção anterior, para cada pulso de luz emitido é ativado uma janela de detecção  $t_{gate}$ . Isso quer dizer que a taxa de emissão de pulsos é igual á taxa de ativação do detector  $n_{ep}=n_{gate}$ .

O gatilhado rápido tem uma abordagem mais eficiente, para cada pulso de luz emitido é gerado um trem de janelas de ativação. No caso ideal  $n_{gate}$  pode ser selecionada para atingir a resolução espacial desejada, sendo o limite o tamanho do pulso  $t_{pulse}$ . A taxa de ativação do detector seria dada por:  $n_{gate}=1/(2 \cdot t_{pulse})$ . Contudo, obter esta taxa de gatilhado não é possível devido ao fenômeno do *afterpulse* descrito na subseção 3.1.3. A solução neste caso é usar um tempo morto,  $t_{dead}$ , cada vez que um fóton seja detectado.

A Figura 3.3 apresenta a ativação de varias janelas,  $j_{m,n}(m=1 \dots M)$ , para o  $n$ ésimo pulso emitido  $p_n$ . Cada janela é ativada no tempo  $t_{delay,m}$ , (sendo  $m=1 \dots M$ ), mas quando um fóton é detectado este tempo é atrasado um intervalo equivalente ao tempo morto,  $t_{dead}$ .

Note-se que é possível detectar mais de um fóton por cada pulso emitido, sendo assim, o número total de pulsos emitidos,  $N_p$ , para obter uma estatística equivalente ao modo gatilhado simples, é muito inferior.

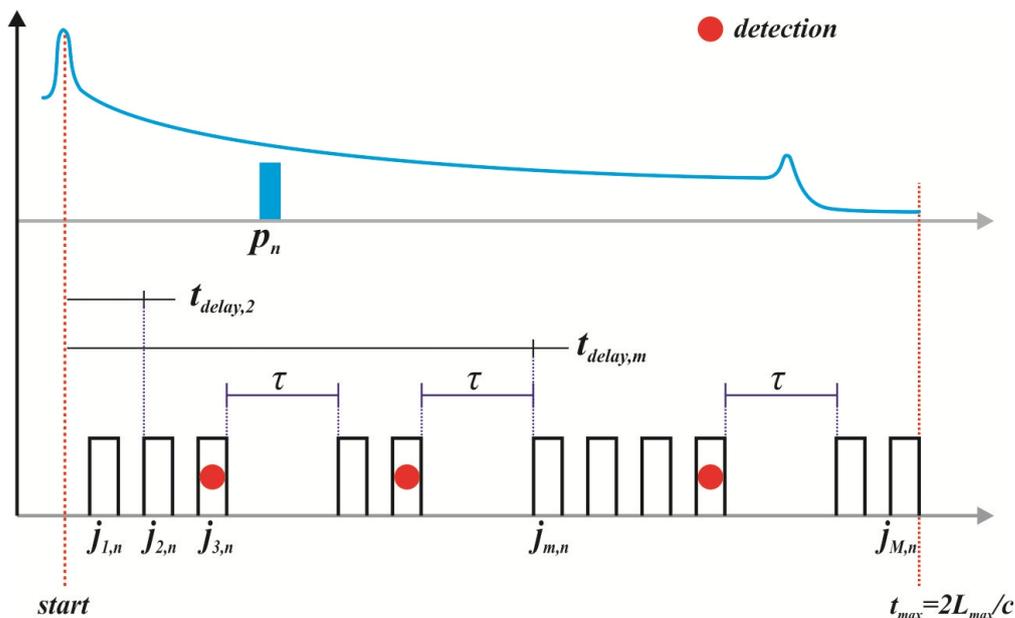


Figura 3.3 Modo Gatilhado Rápido

#### 3.4.4. Gatilhado semi-rápido

Este modo, vide Figura 3.4, é uma variação do modo rápido. Quando um pulso,  $p_n$ , é emitido, são ativadas sequencialmente  $M$  janelas de detecção com intervalos de tempo (tempo morto) até o final da fibra (o tempo morto é usado sempre, tendo ou não uma detecção).

O número de janelas ativadas por pulso é dado por  $M = N_j / (t_{gate}^+)$ , sendo  $N_j = t_{max} / t_{gate}$  o número total de janelas necessárias para cobrir a fibra completamente. Note-se que as  $M$  janelas do pulso,  $p_n$ , cobrem somente uma fração da fibra que é dada por:  $t_{gate} / (t_{gate}^+)$ , assim, é necessário emitir mais pulsos iniciando uma nova sequência de janelas.

Para um seguinte pulso,  $p_{n+1}$ , o início da sequência de  $M$  janelas é atrasado um tempo equivalente ao tempo,  $t_{gate}$ , para cobrir uma outra fração da fibra, e assim por diante. Conseqüentemente o número de pulsos emitidos para cobrir 100% da fibra é dado por  $N_p = 1 + t_{max} / t_{gate}$ , onde é assumido que  $t_{max}$  é um múltiplo de  $t_{gate}$ . Uma vez coberta toda a fibra, o processo é repetido varias vezes até obter a estatística desejada.

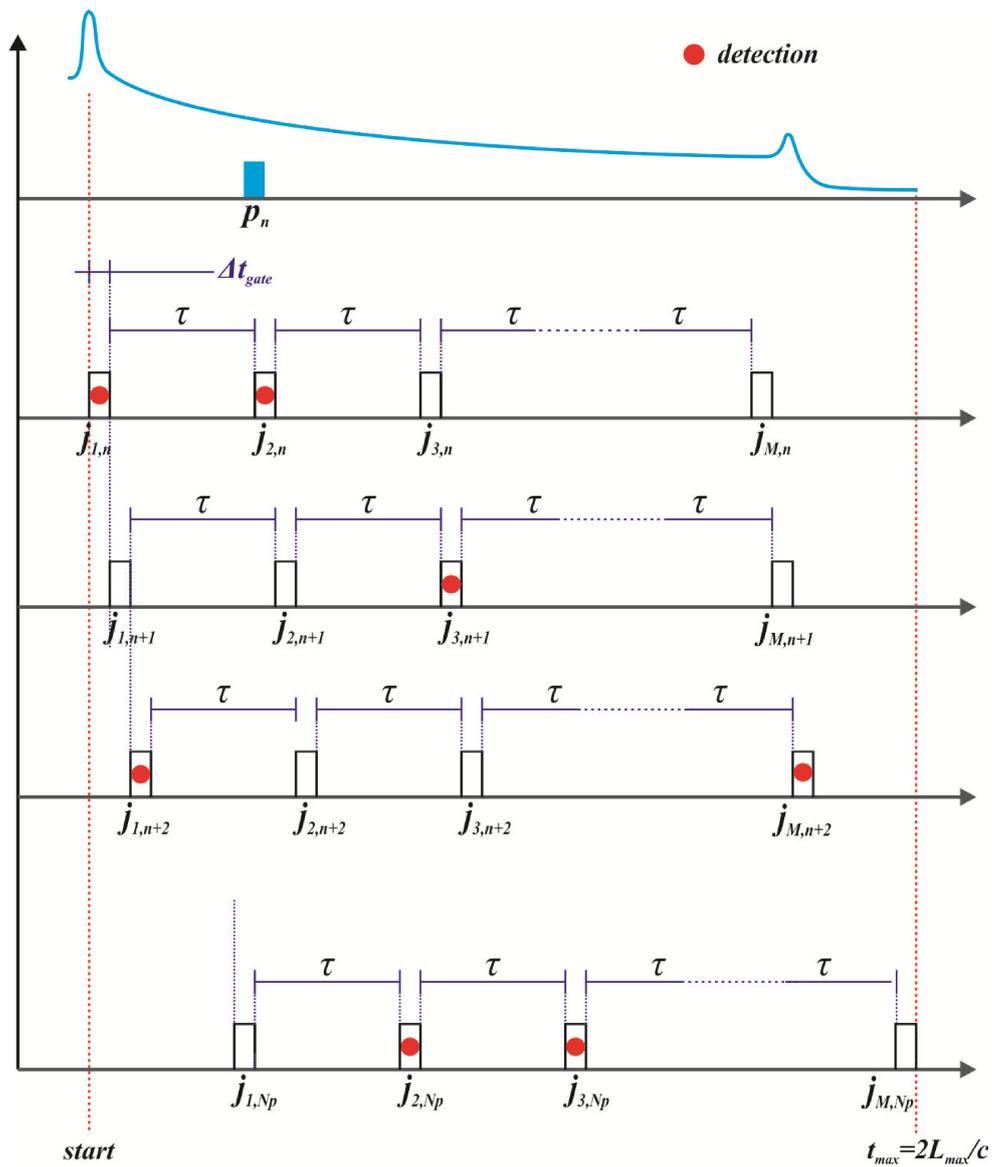


Figura 3.4 Modo Gatilhado Semi-rápido

Neste método são ativadas  $M$  janelas para cada pulso emitido, sendo assim  $M$  vezes mais rápido do que o método de gatilhado simples visto na subseção 3.4.2, onde é ativada somente uma janela para cada pulso emitido.