

UNIVERSIDADE FEDERAL DE MINAS GERAIS

Contagem de fótons únicos com CCD em
experimentos de óptica quântica

por

Lucas Paresqui Berruezo

Dissertação de Mestrado

Orientador

Sebastião José Nascimento de Pádua
Departamento de Física

30 de Agosto de 2017

Resumo

Nesta dissertação discutimos tópicos como a teoria dos detectores de fótons, mostrando seu funcionamento, características e tipos. Além disso, vemos também a teoria de detecção quântica, a maneira com que os fótons interagem com os átomos do detector, e como funciona o processo de contagens simples e em coincidência. Estudamos um pouco da teoria de conversão paramétrica descendente para a criação de uma fonte de fótons correlacionados e fonte de fótons únicos. Discutimos a teoria de imagens fantasmas e algumas demonstrações, uma vez que ilustram bem e de maneira sucinta diversas aplicações da câmera de contagens de fótons únicos. Apresento os resultados obtidos até agora com a câmera que dispomos em nosso laboratório. Detectamos os cones dos fótons gerados pela conversão paramétrica descendente do tipo I e tipo II. Registramos padrões de interferência, imagens de fendas múltiplas e máscaras iluminadas com poucos fótons. Utilizamos a CCD para contagens de fótons em um experimento onde a imagem de um objeto é obtida através de fótons que não interagiram com o objeto, mas que fazem parte de um dos feixes da conversão paramétrica descendente estimulada. Um dos grandes motivadores de trabalhar com a câmera é a realização de experimentos de óptica quântica onde são detectados padrões espaciais. Nesse aspecto a câmera apresenta uma robustez maior uma vez que nos permite observar todo o perfil transversal de um feixe simultaneamente, algo que seria possível apenas com um arranjo de detectores.

Abstract

In this work we discuss topics such as the theory of photon detectors, showing its operation mode, characteristics and types. In addition, we also study the quantum detection theory, how photons interact with the detector's atoms, and how the process of single and coincidences counting mode works. We look into the theory of parametric down conversion in order to create a correlated photon source and a single photon source. We also discuss about ghost imaging theory and experiments, since it shows us in a very clear way a direct application for a single photons camera. I present the results obtained so far with the camera we have in our laboratory. We detected the photon's cones generated by the parametric down conversion type I and type II. We recorded interference patterns, multiple slit images, and amplitude masks images with few photons. We used the CCD for photon counting in an experiment where an image of an object is obtained through photons that have not interacted with the object, but is part of one of the beams in the stimulated parametric down conversion. One of the great motivators of working with a camera is performing quantum optics experiments where spatial patterns are detected. In this aspect a camera has a greater robustness than single photon APD since it allows us to observe the whole transverse profile of a beam simultaneously, something that is possible only with a set of detectors APDs.

Agradecimentos

Agradeço a tudo e a todos.

As agências de fomento CNPq, Capes, Fapemig e INCT, pelo apoio financeiro.

Agradeço em especial ao professor Sebastião José Nascimento de Pádua pela orientação única e diferenciada, ao professor Jose Rachid Mohallem por ampliar meus conceitos antropológicos, e à Carlos Henrique Monken.

Vai Tucop!

There is no knowledge that is not power

Shao Khan

Conteúdo

Resumo	i
Abstract	ii
Agradecimentos	iii
Lista de Figuras	vii
1 Introdução	1
1.1 Espectro de Planck	1
1.2 Fótons	3
1.3 Indivisibilidade de fótons	4
1.4 Visão geral	6
2 Dispositivos Eletrônicos	7
2.1 Condutores, semicondutores e isolantes	7
2.2 Semicondutores	8
2.2.1 Criação e recombinação de pares Elétron-Buraco	8
2.3 Teoria quântica da interação Radiação-Matéria	11
2.3.1 Absorção e emissão de luz em um semicondutor	12
2.3.2 Fotodetectores	14
2.3.3 Sensor de imagens CCD	16
2.3.4 Laser de diodo semicondutor	18
3 Fotodeteção	22
3.1 Detecção primária	22
3.1.1 Métodos de detecção	22
3.1.2 Teoria de detecção fotoelétrica	24
3.1.3 Detecção de banda larga	27
3.1.4 Detecção de banda estreita	28
3.1.5 Eficiência quântica	30
3.1.6 Parâmetro Q de Mandel	31
3.2 Detecção secundária	32
3.2.1 Modelo Markoviano para eletro multiplicação de avalanche	32
3.2.2 Modelo Não-Markoviano para eletro multiplicação de avalanche	33
3.3 Detecção em coincidência	34

4	Óptica quântica com fótons correlacionados	37
4.1	Conversão paramétrica descendente	37
4.2	Técnica dos raios reversos	43
4.3	Experimento com CCD para contagem de fótons	48
5	Testes com a ICCD	51
5.1	Testes com a CCD	51
6	Conclusões	64
A	Diagrama de energia de uma junção	66
B	Especificações da ICCD	69
	Bibliografia	77

Lista de Figuras

1.1	Espectro de corpo negro	1
1.2	Indivisibilidade de fótons	4
2.1	Gap Semicondutores	8
2.2	Concentração de Portadores (intrínseco)	10
2.3	Concentração de Portadores (extrínseco)	10
2.4	Mobilidade em um semicondutor	11
2.5	Gap Direto em semicondutores	13
2.6	Coefficiente de absorção gap direto	13
2.7	Gap Indireto em semicondutores	14
2.8	Coefficiente de absorção gap indireto	14
2.9	Arquitetura CCD	16
2.10	Absorção luz CCD	17
2.11	Transporte de cargas	18
2.12	Inversão de população	19
2.13	Corrente de Laser	20
2.14	Laser de Heterojunção	21
3.1	Detecção banda larga	28
3.2	Divisor de feixes	31
3.3	Fotomultiplicadora Markoviana	32
3.4	Fotomultiplicadora Não-Markoviana	34
4.1	CPD Geração	38
4.2	CPD Tipo I e II	39
4.3	Destino dos fótons gêmeos	44
4.4	Cruz assimétrica	45
4.5	Destinos não degenerados	45
4.6	Raios reversos	47
4.7	Imagem fantasma computacional	48
4.8	Setup experimental	49
4.9	Resultados do experimento	50
5.1	CCD	51
5.2	Tubo intensificador	52
5.3	Setup testes	53
5.4	Cones CPD I	54
5.5	Cones CPD II	54
5.6	Variação tempo de exposição	55

5.7	Cone Parcial	55
5.8	Imagem fenda	56
5.9	Zoom imagem fenda	56
5.10	Imagens aleatórias	57
5.11	Background	58
5.12	Setup Quantum Imaging	60
5.13	Resultado experimento Imagens Quânticas (Amplitude)	62
5.14	Resultado experimento Imagens Quânticas (Fase)	62
6.1	Progressão de artigos	64
A.1	Diagrama de bandas (Homogêneo)	67
A.2	Diagrama de bandas (Heterogêneo)	68

Capítulo 1

Introdução

1.1 Espectro de Planck

Ao final do século XIX, foi investido um tremendo esforço experimental para medir o espectro de um corpo negro. Um corpo negro em si consiste em uma cavidade que absorve toda a radiação incidida sobre o mesmo. Uma vez que a abertura por onde entrou a luz é muito menor do que o volume do corpo negro, a radiação incidida é absorvida antes de conseguir escapar pelo ponto de entrada. Por esse motivo o espectro de um corpo negro qualquer, será sempre o mesmo, independente de sua forma ou material. Mais ainda, para que um corpo negro apresente um espectro, não é necessário a incidência de uma luz externa, as paredes aquecidas da própria estrutura possuem um espectro idêntico ao esperado [1].

Sabia-se porém que que o espectro dependia da temperatura e da frequência da radiação emitida, $\rho(\omega, T)$. Então com a utilização de prismas para separar bem as frequências e bolômetros para a detecção, entre o período de 1875 até 1899, foi medido o espectro de corpo negro para diferentes temperaturas, figura 1.1.

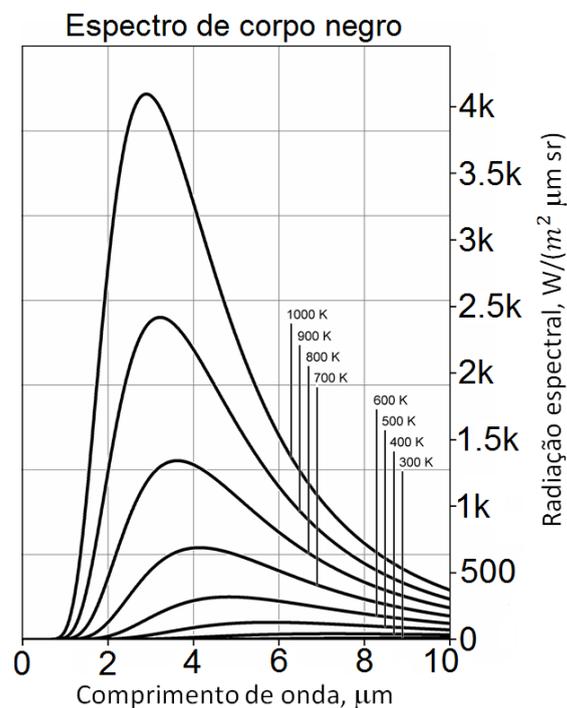


FIGURA 1.1: Espectro de um corpo negro para diversas temperaturas[1].

Por mais difícil que tenha sido a obtenção experimental do espectro, os problemas estavam longe de terminar, uma vez que a teoria para descrever o fenômeno deveria ser universal, independente do formato ou material da cavidade. Classicamente, a função espectral pode ser determinada pelo princípio da equipartição da temperatura. Para um gás ideal, associamos a cada grau de liberdade da molécula uma energia média por molécula igual a $k_B T/2$, sendo k_B a constante de Boltzmann. Para uma coleção de osciladores harmônicos, tanto a energia potencial como a cinética, contribuem com $k_B T/2$ de modo que a energia térmica seja $k_B T$ para cada grau de liberdade. Se quisermos aplicar regras análogas para o corpo negro, a primeira coisa a ser feita é determinar os graus de liberdade do campo eletromagnético. Analisando o campo em termos de ondas planas $e_{\mathbb{K}s} e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}}$, sendo $e_{\mathbb{K}s}$ a polarização do feixe e \mathbf{k} o vetor de onda. Sabemos que dentro da cavidade, devido às condições de contorno, \mathbf{k} pode assumir apenas alguns valores, $\Delta k_i = 2\pi/L$, L é a dimensão da cavidade. Em outras palavras, o número de modos em um elemento de volume para uma cavidade cúbica é $2(2\pi/L)^{-3} d^3 k$. Desse modo o número de graus de liberdade dn_ω no intervalo de frequências entre ω e $\omega + d\omega$ é [2]:

$$dn_\omega = \frac{L^3 k^2}{\pi^2 c} d\omega. \quad (1.1)$$

O teorema da equipartição para osciladores harmônicos mostrou que a energia térmica por nível é $k_B T$, assim, a função espectral é definida como o produto dos graus de liberdade dn_ω pela densidade de energia térmica ($k_B T/L^3$):

$$\rho(\omega, T) d\omega = k_B T \frac{\omega^2}{\pi^2 c^3} d\omega, \quad (1.2)$$

conhecida como lei de Rayleigh-Jeans. Os dados se ajustaram perfeitamente ao espectro de corpo negro, em qualquer temperatura, para baixas frequências. Porém com o aumento da frequência a previsão divergia bruscamente, por isso o evento ficou conhecido como catástrofe do ultra violeta.

Para corrigir esse problema, Planck voltou sua atenção para os átomos da parede da cavidade, pois eles podiam ser modelados como uma família de osciladores harmônicos em equilíbrio com a radiação interna. Na mecânica clássica um oscilador é descrito por um par de coordenadas Q (posição) e P (momento), e a energia média desse oscilador é dada pela integral do oscilador no espaço. Planck aproximou por uma soma sobre elementos do espaço de fase de área h (normalmente) $\rightarrow 0$, porém para que a curva pudesse ser fitada corretamente sobre todo o espectro de frequências, h foi considerado diferente de zero, $h \approx 6.6 \times 10^{-34}$. Ele tentou explicar esse fato assumindo que os átomos só podiam transferir energia para o campo em unidades de $h\nu$, o que ia contra a descrição

clássica dos átomos, que permitiam troca contínua de energias. Isso deu origem à teoria quântica e a constante de Planck ‘ h ’ tornou-se uma nova constante universal. Nessa nova teoria, a quantização da energia é uma propriedade da interação do campo com a matéria. Posteriormente, Einstein chegou no mesmo resultado a partir da quantização do campo eletromagnético. Esses foram os primeiros passos para o surgimento dos fótons na teoria do campo eletromagnético.

1.2 Fótons

O que é um fóton? A definição mais canônica para essa pergunta é: Um fóton é definido como uma excitação elementar de um único modo de um campo elétrico quantizado [3]. Outra pergunta frequentemente feita é: fótons são necessários? Há fenômenos que não necessitam da quantização do campo eletromagnético e que podem ser explicados pela teoria ondulatória da luz e quantização da matéria, como por exemplo o espectro de corpo negro [4, 5] e o efeito fotoelétrico [6]. No entanto, experimentos recentes como a interferência de Hong-Ou-Mandel [7] só pode ser explicada utilizando o conceito de fótons. Mas então o que é a luz? No modelo corpuscular, uma luz de frequência ν supostamente consiste de um gás de fótons discretos com energia $E = h\nu$. O elo com a teoria ondulatória está presente ao dizermos que a intensidade do campo é proporcional à densidade de fótons contidos no gás. Porém, um fato curioso a respeito de fótons é que, ao contrário do campo clássico, eles obedecem o critério de indivisibilidade [8]. Esse fenômeno apesar de parecer simples é altamente explorado nos dias de hoje. Por que produzir e detectar um único fóton? Recentemente, houve um enorme interesse em fótons únicos, devido a área de informação quântica [9], que envolve a manipulação e detecção de fótons como canal de transporte de dados. Devido à impossibilidade de clonar um estado quântico com 100% de precisão, a presença de um indivíduo indesejado analisando os dados compartilhados é facilmente detectada, esse é um dos motivos pelo qual a segurança dos dados é superior. O maior incentivador da pesquisa com fótons únicos, sem dúvidas é o protocolo de criptografia e distribuição quântica de chaves [10–12], que necessariamente precisa de uma fonte de fótons únicos e correlacionados. Porém, o uso de fontes de fótons únicos também é usado em outras aplicações, como por exemplo no estudo do sequenciamento de DNA [13, 14], tomografia por emissão de pósitrons [15], análise de circuitos por imageamento [16], detecção LIDAR [17] e espectroscopia de modos únicos [18, 19].

Trabalhos com câmeras de detecção de fótons únicos tem se tornado muito populares, devido à sua praticidade e versatilidade, uma vez que substituem um arranjo de detectores (ou o processo de varrer o detector em um plano). Experimentos que remetem

a resolução óptica [20] ou a quantificação de emaranhamento [21–23] estão sendo realizados por vários grupos de óptica quântica. Dentre os grupos mais ativos na área de informação quântica, encontram-se os de Glasgow na Escócia, Padgett, et al. [24–26] e Viena, na Áustria, por Zeilinger et al. [27, 28].

1.3 Indivisibilidade de fótons

A indivisibilidade de fótons surge naturalmente com o desenvolvimento da teoria quântica, porém como grande parte dos experimentos pode ser explicada a partir da teoria semiclássica, quantizando apenas a matéria, experimentos decisivos precisaram ser feitos para provar a indivisibilidade dos fótons [2]. Dois experimentos se destacam quando nos referimos a esse assunto. Inicialmente Clauser discutiu os limites de validade da teoria semiclássica propondo um experimento com fótons correlacionados [29]. Usando o decaimento de um átomo de cálcio de três níveis como fonte de fótons correlacionados, Clauser percebeu que o coeficiente de correlação entre as polarizações dos dois fótons emitidos excedia o limite previsto pela teoria semiclássica. O segundo experimento decisivo foi feito por Grangier et al. [8] que demonstrou experimentalmente a indivisibilidade de fótons. Usando também uma fonte de fótons correlacionados a base de um átomo de cálcio, as contagens em coincidências mostraram resultados muito interessantes. Detalhando alguns pontos que serão úteis para entender o experimento, o decaimento do átomo emite um par de fótons com uma diferença de aproximadamente $5ns$ um do outro, que chamaremos de Fóton 1 e Fóton 2. Uma contagem em coincidência será registrada se e somente se quando os dois detectores da direita (Fig. 1.2) (no qual apenas o Fóton 2 se dirige), registrarem um fóton durante o intervalo de tempo $T_{trigger}$. Para minimizar a detecção de fótons em coincidência vindo de átomos diferentes (coincidência falsa), se pode escolher $T_{trigger} < \tau'$ sendo τ' a diferença de tempo entre dois decaimentos da mesma transição em cascata do átomo de cálcio.

Os fótons gerados pelo decaimento são fisicamente separados e direcionados para detectores distintos. O primeiro fóton é redirecionado para um detector de trigger que será usado apenas para dizer se o par foi gerado ou não e abrir a janela de coincidências de largura $T_{trigger}$. O segundo fóton passa por um divisor de feixes (BS) (com 50% de chance de ser

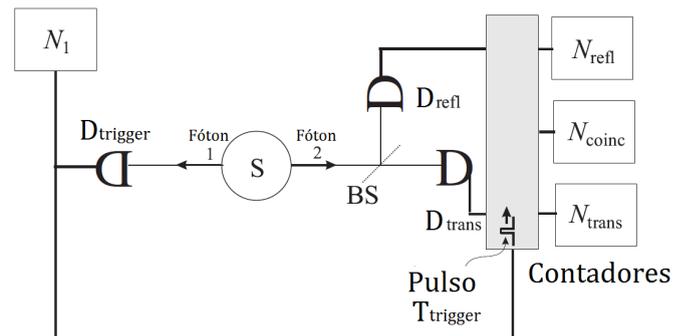


FIGURA 1.2: Par de fótons correlacionados sendo detectados simultaneamente pelos detectores, mas nunca pelo refletido e transmitido ao mesmo tempo [2].

transmitido ou refletido) e é então registrado por um detector (Fig.1.2). Uma contagem em coincidência será registrada unicamente no caso do segundo fóton se dividir em dois. Os contadores N_{refl} , e N_{trans} mostram as contagens do D_{refl} e D_{trans} somente quando o detector de trigger foi acionado. N_{coinc} é o número de vezes que os D_{trans} e D_{refl} foram disparados simultaneamente.

Desse modo, considerando que N_1 fótons chegaram ao $D_{trigger}$, as probabilidades de detecção serão:

$$p_{refl} = \frac{N_{refl}}{N_1}, \quad p_{trans} = \frac{N_{trans}}{N_1}, \quad p_{coinc} = \frac{N_{coinc}}{N_1}. \quad (1.3)$$

De acordo com o modelo de fótons de Einstein, um fóton possui energia $E = h\nu$ e é indivisível. Sendo assim, ao atingir o BS, ele deverá ser transmitido ou refletido, e não detectado por ambos os contadores. Teoricamente p_{coinc} é zero, mas fisicamente nunca é assim pois existe uma probabilidade de dois átomos diferentes emitirem dois fótons para a direita (Fig 1.2) em um tempo menor do que $T_{trigger}$ e isso gera uma falsa coincidência. Apenas três pontos da teoria semi-clássica são necessários para a análise do experimento: (1) o átomo é descrito pela mecânica quântica; (2) a radiação emitida pela transição atômica é descrita por campos clássicos; (3) o detector produz uma corrente proporcional à intensidade do campo incidido sobre o mesmo. As definições (1) e (2) são parte da teoria semi-clássica, enquanto (3) vem da análise semi-clássica do efeito fotoelétrico.

Desse modo, quando um campo atinge o BS o feixe de radiação clássico seria dividido em duas partes, uma direcionada para o detector transmitido e outra para o refletido. Logo, de acordo com a teoria semi-clássica, a probabilidade de detecção em coincidências seria diferente de zero, mesmo desprezando as falsas contagens, uma vez que o campo pode sempre ser dividido em duas partes. A teoria semi-clássica prevê que a razão entre a probabilidade de coincidência e o produto das probabilidades de contagens de D_{trans} e D_{refl} seja maior ou igual a 1, ou seja

$$\alpha = \frac{p_{coinc}}{p_{trans} p_{refl}} = \frac{N_{coinc} N_1}{D_{refl} D_{trans}} \geq 1. \quad (1.4)$$

Grangier e colaboradores obtiveram um parâmetro α igual a $0,18 \pm 0,06$, o que rejeita a teoria de emissão baseada no modelo semi-clássico.

1.4 Visão geral

O objetivo desta dissertação é estudar o uso de uma câmera em experimentos de óptica quântica. No capítulo 2 discuto sobre dispositivos de semicondutores, fazendo uma revisão da teoria da interação radiação-matéria, junções entre materiais semicondutores, passando por dispositivos de detecção, até chegar nos lasers. Feito isso, no capítulo 3, parto para a teoria de detecção, dissertando sobre dispositivos de detecção e suas propriedades, detalho a interação dos fótons com o detector e discuto o conceito de detecção em coincidências. No capítulo 4 discuto sobre uma fonte de fótons únicos baseada na conversão paramétrica descendente e discuto alguns experimentos envolvendo os conceitos estudados até o momento. Por fim mostro alguns resultados obtidos pelo nosso laboratório usando uma câmera de detecção de fótons únicos, e proponho futuros usos para a mesma.

Capítulo 2

Dispositivos Eletrônicos

Neste capítulo explicarei o funcionamento de alguns dispositivos semicondutores como por exemplo, os módulos de detecções de fótons e o laser de diodo. Para que fique mais claro, começarei fazendo uma revisão sobre semicondutores de modo a lembrar ao leitor suas propriedades e funcionamento. Seguirei como base o livro de Sérgio Rezende sobre semicondutores [30].

2.1 Condutores, semicondutores e isolantes

As propriedades de condução de cristais dependem fundamentalmente do fato da banda de valência estar completamente preenchida de elétrons ou não. Isolantes são cristais que possuem a última banda completamente cheia. Nesse caso, a aplicação de um campo elétrico não altera o momento total dos elétrons (que é nulo) pois todos os estados estão completamente preenchidos. Isso nos leva a concluir que para que um cristal seja condutor, sua banda de valência deve estar semi-cheia de modo que a soma dos momentos seja nulo sobre todos os estados de uma banda.

Existe porém um terceiro tipo de material, chamado de semicondutor que somente na temperatura $T = 0K$ sua banda de valência está completamente cheia. Quando a temperatura é maior do que $0K$, elétrons podem ganhar energia o suficiente para passarem para a banda de condução como podemos ver na figura 2.1

Em um semicondutor típico a energia do gap pode chegar até $2eV$, enquanto em um isolante o valor do gap é maior que $5eV$. Apesar da pequena diferença entre os valores, as propriedades dos materiais mudam absurdamente, isso porque a ocupação da banda decresce exponencialmente com o inverso de $E_g/k_B T$.

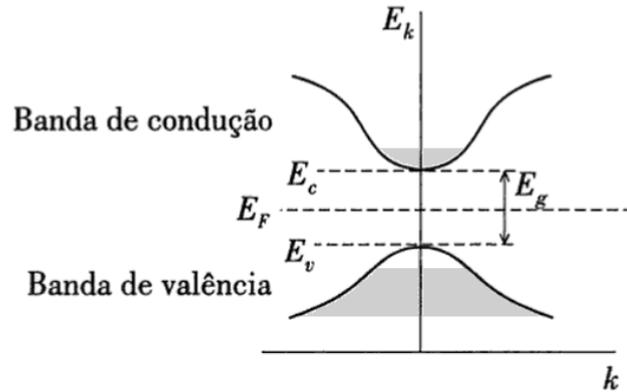


FIGURA 2.1: Banda de valência e de condução em semicondutores (GaAs) à uma temperatura $T > 0$. E_g representa a energia do gap [30].

2.2 Semicondutores

Chamados de semicondutores pelo motivo de terem um comportamento entre um condutor e um isolante, os semicondutores apresentam diversas propriedades interessantes e sua estrutura pode ser muito manipulada. O material mais comum para a fabricação de semicondutores é o arsenieto de gálio. A primeira manipulação que pode ser feita com um semicondutor é dopar sua estrutura com diferentes átomos. Um semicondutor puro é chamado de intrínseco enquanto um dopado é chamado de extrínseco. Um cristal puro possui um gap fixo entre as bandas para um determinado material, mas ao adicionarmos outro material na estrutura do semicondutor, podemos manipular o tamanho do gap de modo que ele aumente ou diminua, dependendo do propósito de sua aplicação, ou o número de portadores em cada banda. A seguir falarei porque esse processo é importante, descrevendo a criação e recombinação de pares elétron-buraco em um semicondutor extrínseco e intrínseco.

2.2.1 Criação e recombinação de pares Elétron-Buraco

Vimos que em um semicondutor puro a $T = 0K$ e sem perturbações externas, não há elétrons na banda de condução. Vimos também que ao aumentarmos a temperatura, elétrons começam a passar da banda de valência para a banda de condução. Nesse caso, a passagem de um elétron para a banda de condução, corresponde à criação de um buraco na banda de valência. Esses buracos possuem carga de mesmo valor ao elétron, mas de sinal contrário. Esses pares elétron-buraco também podem ser criados por absorção óptica, ou seja, quando um fóton de energia $\hbar\omega \geq E_g$ incide sobre o cristal. Sendo assim, a concentração de elétrons n por unidade de volume na banda de condução é igual à

concentração de buracos p , que será também igual ao número de portadores n_i em um semicondutor intrínseco

$$n = p = n_i . \quad (2.1)$$

Vale a pena frisar que esse processo não é estático, mas sim dinâmico, de modo que haja simultaneamente criação e recombinação de pares a uma taxa igual. Esse resultado é chamado de princípio do balanceamento detalhado. A seguir, quero deixar apenas uma demonstração gráfica da concentração efetiva do número de portadores para os elétrons e buracos. Não irei entrar muito em detalhes.

Sabemos que a probabilidade de elétrons ocuparem um estado de energia E é dado pela função de Fermi-Dirac,

$$f(E) = \frac{1}{1 + e^{(E-E_F)/k_B T}} , \quad (2.2)$$

logo, como os buracos são criados pela falta de elétrons, sua probabilidade será de $1-f(E)$. A concentração de portadores é proporcional à densidade de estados $D(E)$ (que depende da temperatura, e da incidência de fótons) e da função de Fermi-Dirac,

$$n_i \propto D(E)f(E) . \quad (2.3)$$

Fica claro na figura 2.2 a criação de portadores em quantidades iguais para os elétrons e buracos.

Por outro lado, semicondutores extrínsecos são mais utilizados do que os intrínsecos, devido à sua alta condutividade e menor dependência da temperatura. Há dois tipos de semicondutores dopados, os tipo n (negativos) que apresentam maior quantidade de elétrons e o tipo p (positivos), que apresentam maior quantidade de buracos.

O método mais usado para a dopagem de um semicondutor é a difusão. O material é aquecido na faixa de 400-700°C e então um gás contendo a impureza é borrifado sobre ele. Devido ao calor, a impureza consegue penetrar e se fixar dentro do semicondutor. A profundidade da camada dopada depende da temperatura e tempo de exposição. Há também outros tipos de métodos como a implantação iônica, por exemplo.

Sabemos que a teoria está correta, e que a concentração de portadores (2.3) não está restrita à semicondutores intrínsecos, então o que muda quando dopamos nosso cristal com outros elementos?

Como dito, há dois tipos de dopagem, as positivas e as negativas. No caso das negativas, tipo n, que apresentam um número maior de elétrons, o semiconductor fica com um saldo negativo na banda de condução, de modo que quando o sistema atinge o equilíbrio, a recombinação entre elétrons e buracos faz com que a densidade de buracos $D(E)$ seja menor do que o de elétrons (o recíproco ocorre se a dopagem for positiva e nesse caso a densidade de elétrons será menor), como visto na figura 2.3. Uma vez que as densidades de estados não são mais iguais, a densidade de portadores também não será.

Após uma leitura inicial, o leitor pode se sentir inclinado a aumentar indefinidamente a concentração de impurezas de modo a criar um semiconductor perfeito, já que foi dito que um extrínseco é mais vantajoso que um intrínseco, porém o aumento da concentração de impurezas acarreta outros problemas. Primeiramente, o aumento de impurezas implica no aumento dos defeitos da rede cristalina. Além do mais para que um semiconductor possa conduzir uma corrente de maneira otimizada, os elétrons devem fluir sem muita

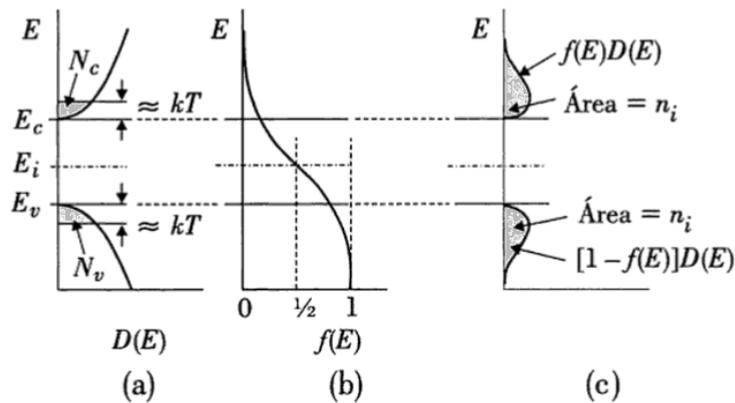


FIGURA 2.2: (a) Densidade de estados $D(E)$ das bandas de condução e valência, (b) Distribuição de Fermi-Dirac, (c) Densidade de portadores n_i nas duas bandas, para uma temperatura T finita [30].

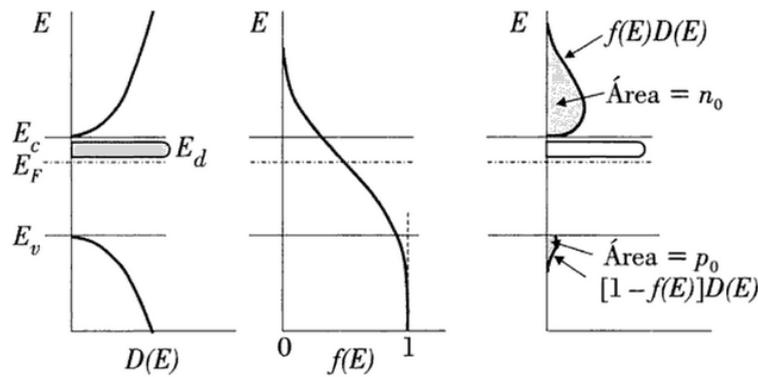


FIGURA 2.3: (a) Densidade de estados $D(E)$ de um semiconductor extrínseco, (b) Distribuição de Fermi-Dirac, (c) Densidade de portadores n_i nas duas bandas para um semiconductor tipo n [30].

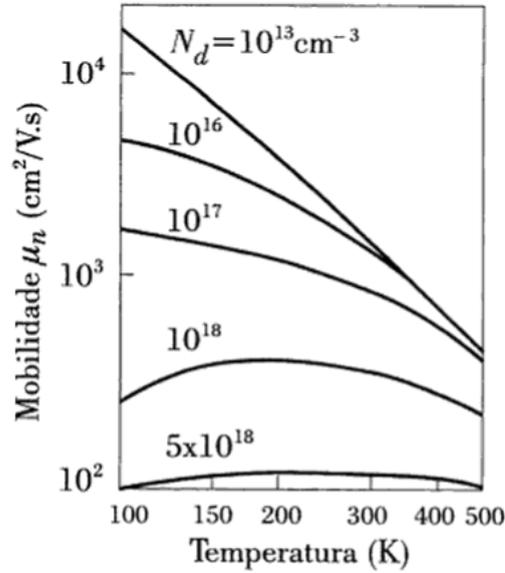


FIGURA 2.4: Mobilidade dos elétrons em função da temperatura para diferentes concentrações de impurezas [30].

dificuldade. Em outras palavras, a corrente de um semicondutor depende da mobilidade dos elétrons, que por sua vez depende do tempo de colisão entre os mesmos. Ou seja, se há demasiados elétrons livres no caminho, o semicondutor não será de grande utilidade. Podemos ter uma noção de sua influência pela figura 2.4. Esse é um dos motivadores da pesquisa em semicondutores. Caso não fosse necessário buscar uma relação de concentração substrato/impureza para determinado gap, bastaria usar apenas um dos tipos de materiais e aumentar sua concentração em várias ordens de grandeza.

2.3 Teoria quântica da interação Radiação-Matéria

Tendo visto um pouco sobre semicondutores, estudaremos a partir de agora sua interação com a radiação, para depois entrarmos na parte de dispositivos semicondutores. Vamos considerar inicialmente um sistema onde um elétron pode ocupar estados com níveis discretos de energia, como um átomo ou um poço. Isso significa que, se o potencial não varia no tempo, podemos descrever esse estado estacionário com a função de onda

$$\psi(\mathbf{r}, t) = \psi_n(\mathbf{r})e^{-\frac{i}{\hbar}E_n t}. \quad (2.4)$$

O elétron permanece nesse estado indefinidamente e sua energia E_n é, constante.

Submetendo esse potencial à uma perturbação externa, dependente do tempo, como por

exemplo uma onda eletromagnética, podemos escrever a equação de Schrödinger perturbada como [2],

$$[H_0 + H'(t)]\psi = i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t}, \quad (2.5)$$

onde H_0 é o hamiltoniano do poço e $H'(t)$ o hamiltoniano da perturbação. Como já sabemos, a perturbação irá causar uma mudança de nível, logo escrevemos a solução na forma de uma expansão das auto-funções ψ_n do hamiltoniano não perturbado

$$\Psi(t) = \sum_n a_n(t) \psi_n e^{-iE_n t/\hbar}. \quad (2.6)$$

Para obtermos os coeficientes a_n 's, substituímos a equação (2.6) em (2.5) com o auxílio da equação de autovalores $H_0\psi_n = E_n\psi_n$,

$$\frac{\partial a_m}{\partial t} = \frac{1}{i\hbar} \sum_n a_n(t) H'_{mn} e^{i(\omega_{mn} - \omega)t}, \quad (2.7)$$

de modo que a probabilidade do sistema passar do estado n para m seja

$$|a_m^{(1)}(t)|^2 = \frac{2\pi |H'_{mn}|^2 t}{\hbar^2} D(\omega_{mn} = \omega), \quad (2.8)$$

sendo $D(\omega_{mn})$ a densidade de estados. Esta foi uma breve introdução do tema. Detalhes podem ser vistos na referência [30].

2.3.1 Absorção e emissão de luz em um semiconductor

O tratamento da interação da luz com cristais requer que os elétrons sejam descritos por funções de onda com vetores de onda \vec{k} , e níveis de energias em forma de bandas $E(k)$ (e não, níveis discretos). Outro fator importante é a conservação de energia e momento, tanto em transições de gap direto, como indireto,

$$E_f - E_i = \pm \hbar\omega, \quad (2.9)$$

$$\vec{k}_f - \vec{k}_i = \pm \vec{k}. \quad (2.10)$$

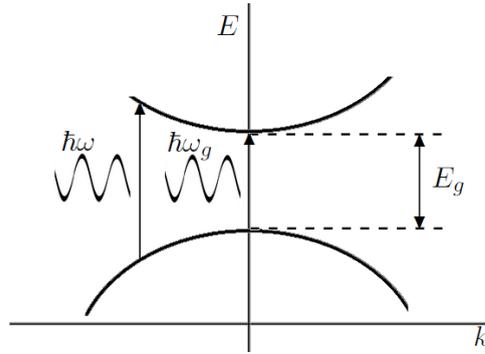


FIGURA 2.5: Absorção de fótons em semicondutores de gap direto. O fóton de mínima energia que é absorvido tem frequência $\omega_g = E_g/\hbar$ [30].

Em transições de gap direto, $k_i = k_f = 0$ e a energia necessária para a transição é $E_g = \hbar\omega_g$. Fótons menos energéticos ($\hbar\omega < E_g$) passam sem provocar transições, porém fótons com $\omega > \omega_g$ são facilmente absorvidos devido aos estados existentes dentro da banda com $k_f = k_i > 0$, figura 2.8. O coeficiente de absorção em um semicondutor é aproximadamente

$$\alpha(\omega) \approx \frac{\sqrt{\hbar\omega - E_g}}{\omega}, \quad (2.11)$$

para frequências maiores que ω_g e zero caso o contrário, de modo que o coeficiente de absorção aumenta com o aumento da frequência dos fótons [30].

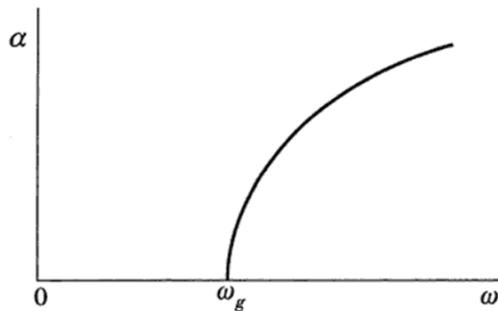


FIGURA 2.6: Coeficiente de absorção de um semicondutor com gap direto em função da frequência ω incidente [30].

Para semicondutores com gap indireto, o mecanismo fica um pouco mais complicado, de modo que dois processos podem ocorrer, chamados de direto e indireto. Nos processos indiretos, a absorção de fótons é sempre acompanhada da absorção ou emissão de um fônon, pois o fóton em si possui $k \approx 0$. Logo o fônon faz com que haja conservação do momento. Porém, o fônon possui energia, então $E_f - E_i = \hbar\omega \pm \hbar\Omega$, de modo que a energia mínima do fóton passe a ser $E_g \pm \hbar\Omega$ (\pm para absorção e emissão, respectivamente)

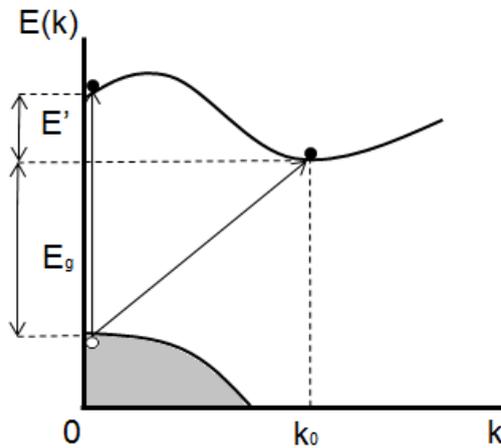


FIGURA 2.7: Absorção de fótons em semicondutores de gap indireto. O fóton absorvido tem frequência $\omega_g = E' + E_g/\hbar$ [30].

Nos processos indiretos, o cristal absorve apenas fótons e a excitação se dá para mínimos locais e portanto $E_{foton} = E_g + E'$, porém esse processo é mais incomum que o direto. Devido ao fato de semicondutores absorverem luz e se tornarem condutores, eles são frequentemente utilizados como detectores de radiação eletromagnética. Além disso, a recombinação dos pares elétron-buraco também pode ser aproveitada, devido à liberação de luz em frequências bem definidas, esse fenômeno de luminescência é utilizado em LED's e lasers de diodo. No Apêndice A, discutimos como são construídos os diagramas de energia para semicondutores.

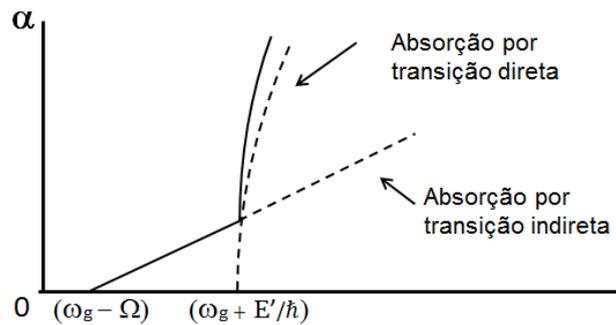


FIGURA 2.8: Coeficiente de absorção de um semicondutor com gap indireto em função da frequência ω incidente [30].

2.3.2 Fotodetectores

Por muito tempo, a principal fonte de detecção de fótons foi baseada no efeito fotoelétrico. Essas células fotoelétricas eram feitas de um bulbo a vácuo contendo um fotocatodo e um anodo. Quando os fótons incidiam no catodo, elétrons eram ejetados em direção ao anodo produzindo uma corrente elétrica. Porém, com o avanço da tecnologia, detectores de semicondutor foram desenvolvidos. Para quem leu esta tese atentamente até agora, já deve ter sido possível inferir que o mecanismo de transformar luz em corrente elétrica se baseia na criação de pares elétron-buraco em semicondutores. Ao incidir um feixe de luz em um semicondutor, à medida que a luz penetra no mesmo, a intensidade da luz varia com o coeficiente de absorção do material

$$I(x) = I_0 e^{-\alpha x}, \quad (2.12)$$

sendo I_0 a intensidade do feixe na superfície. Tendo em vista que a intensidade cai exponencialmente com a distância percorrida (x) dentro do semiconductor, para que toda a luz seja absorvida, é necessário que sua espessura seja muito maior que α^{-1} . Então considerando um semiconductor espesso o suficiente tal que toda a radiação é absorvida, a taxa de criação de pares elétron-buraco é determinada pela intensidade I_0 , desse modo a densidade de fótons absorvidos será $\Phi = I_0/\hbar\omega$. Porém esse processo não é 100% eficiente, de modo que a taxa de geração de portadores depende também da eficiência quântica (η) do semiconductor,

$$g = \frac{\eta I_0}{\hbar\omega}. \quad (2.13)$$

Em um fotodiodo, a presença de um campo elétrico interno acelera os buracos e os elétrons em sentidos opostos, de modo a haver sempre uma corrente elétrica após a geração de um par por absorção de fóton. A corrente gerada pela luz será então

$$I_L = geA = \frac{\eta e I_0 A}{\hbar\omega}, \quad (2.14)$$

onde A é a área de iluminação da junção. Além dessa corrente, existe também uma outra chamada de corrente de escuro, presente devido à radiação térmica

$$I_e = I_s (e^{\frac{eV}{k_b T}} - 1), \quad (2.15)$$

sendo V a tensão no semiconductor e I_s a corrente de saturação reversa, que por sua vez depende unicamente dos parâmetros dos semicondutores que formam a junção. Essa corrente flui no sentido reverso à I_L , de modo que a corrente total seja

$$I = I_s (e^{\frac{eV}{k_b T}} - 1) - I_L \quad (2.16)$$

Da equação (2.16) o fotodiodo pode se comportar de dois modos diferentes:

1) Fotovoltaico

Nesse caso $I = 0$ e o fotodiodo opera em circuito aberto, de modo que a absorção da luz dá origem a uma tensão nos terminais do diodo obtida diretamente de (2.16),

$$V_{ca} = \frac{k_b T}{e} \ln \left(\frac{I_L}{I_s} + 1 \right). \quad (2.17)$$

Esse comportamento é típico de células solares.

2) Fotocondutivo

Nesse caso o fotodiodo opera em curto circuito e $V = 0$. Contudo, se a taxa de absorção de fótons for muito maior que a geração térmica, a corrente de saturação reversa será desprezível em relação à I_L de modo que $I \propto -I_L$.

2.3.3 Sensor de imagens CCD

Uma imagem registrada em um sensor CCD é plana e sua coloração varia do preto ao branco, passando por todos os tons de cinza. Esse sinal advindo do sensor pode ser armazenado de forma digital ou analógica. A sigla CCD significa dispositivo de acoplamento de carga, e recebe esse nome pois seu funcionamento permite o transporte de pacotes de carga em uma determinada sequência.

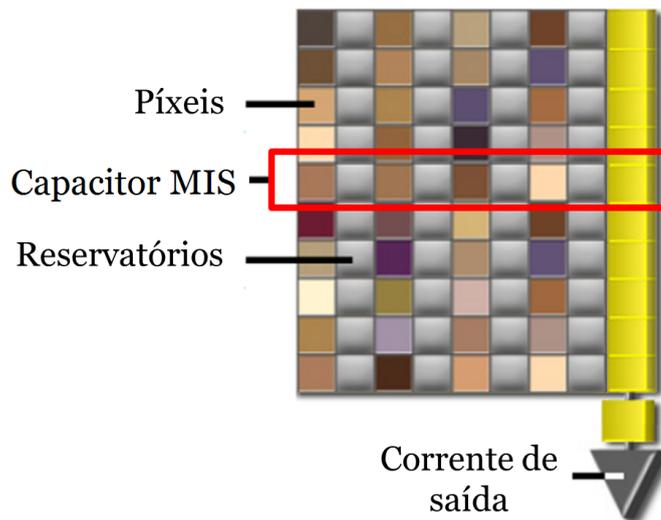


FIGURA 2.9: Arquitetura de câmeras CCD's Cada capacitor MIS é composto de eletrodos e reservatórios de maneira alternada.

Uma câmera CCD é composta de diversos capacitores metal-isolante-semicondutor (MIS) montados em série 2.9. Os eletrodos são filmes finos com espessura de 100-300nm que deixam passar a luz incidente. Cada um desses capacitores tem uma área de aproximadamente $10\mu\text{m}^2$ e este dispositivo define cada pixel da imagem. O conjunto completo pode chegar até vários centímetros em cada dimensão do plano onde estão os sensores.

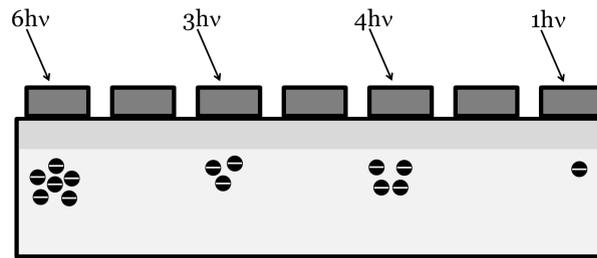


FIGURA 2.10: Criação de pares elétron buraco em uma CCD após a absorção de fótons com energia $h\nu$ em alguns capacitores.

Uma certa imagem é formada na área do dispositivo por meio de um sistema óptico da própria câmera, fazendo com que cada região do capacitor gere um certo fluxo de pares dependendo da intensidade da luz (fig. 2.10). Uma diferença de potencial faz com que os elétrons e buracos se movam em direções contrárias. Os elétrons são direcionados para a superfície onde são armazenados nos capacitores, já os buracos se difundem no substrato e são capturados por um circuito externo. Esse processo dura de 10ns à vários segundos dependendo do tempo de exposição dos capacitores. Ao final desse tempo, um certo pacote de cargas é armazenado em cada região correspondente ao pixel. Essa informação é então lida em sequência e a oscilação da corrente representa uma linha da imagem. Com o uso de vários capacitores MIS, podemos obter uma imagem 2D. O processo de leitura de corrente ocorre apenas em linhas, isso porque se todos os pixels produzissem uma corrente associada à sua parte da imagem, devido ao pequeno tamanho do dispositivo, isso resultaria em uma interferência e o resultado final seria uma lástima. Por isso apenas as correntes das linhas (MIS) são lidas simultaneamente ao invés de cada pixel independentemente. Para que seja possível obter informação da imagem completa, é necessário a transferência do pacote de cargas para a extremidade da cadeia. Esse processo é feito por uma sequência de pulsos de tensão aplicada nas regiões de armazenamento, como mostrado na figura 2.11.

Cada pixel, inicialmente independente, compartilha uma certa tensão com o reservatório adjacente, inicialmente vazio, de modo que a carga seja distribuída entre ambos. Em seguida a tensão do sítio inicial é suspensa de modo que a carga flua inteiramente para o reservatório. Esse processo ocorre simultaneamente em todas as linhas de capacitores MIS, de modo que a próxima sequência de cargas da imagem possa ser lida. A sequência de tensões é então reaplicada passando as cargas do reservatório para o próximo pixel do capacitor. Essas sequências de pulsos perpetuam até que toda a informação de uma única exposição tenha sido lida.

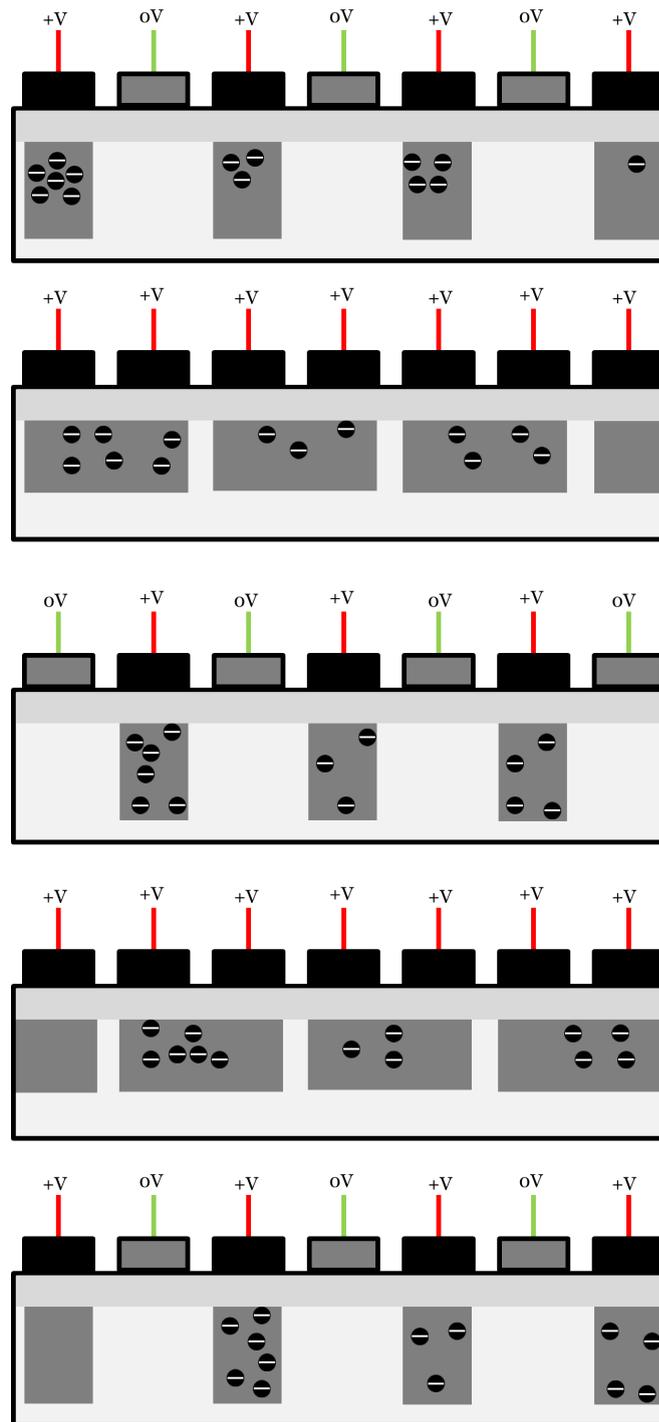


FIGURA 2.11: Transporte de carga armazenada nos capacitores de um único MIS, devido a uma mudança na tensão aplicada.

2.3.4 Laser de diodo semiconductor

Por fim iremos discutir um pouco sobre lasers de diodo semiconductor [31], um elemento chave para a opto-eletrônica. Ao contrário de um laser convencional, que são grandes,

dispendiosos e requerem altas potências elétricas para seu funcionamento, um laser de diodo possui dimensões submilimétricas e baixa potência de alimentação. Essa praticidade do laser de diodo só foi alcançada ao longo de décadas de pesquisa, pois houve um tempo em que era necessário temperaturas de aproximadamente 4K para seu funcionamento. Lasers de diodo hoje em dia são fabricados com base em heterojunções múltiplas de ligas de semicondutores de gap direto, o que permite sua operação à baixas correntes, temperatura ambiente e capazes de emitir de poucos mW à dezenas de watts.

Uma das condições para que se atinja a condição de laser é a alta dopagem em ambos os lados da junção (alta degenerescência), de modo que quando aplicada uma tensão, a energia do nível de (quase-)fermi do lado n , esteja acima da energia da banda de condução da região p (assim como a energia de (quase-)fermi do lado p esteja abaixo da energia da banda de valência da região n), como visto na fig.2.12 (c). Desse modo, os elétrons do lado n que se movem para a região p (assim como os buracos da região p que se movem para a região n) produzem uma concentração maior do que a de equilíbrio térmico. A recombinação de pares elétron-buraco que ocorrem para que as concentrações atinjam o equilíbrio produz uma emissão de luz. Dependendo da intensidade da tensão aplicada, essa emissão é típica de um LED, mas com o aumento da mesma, atingimos a condição de inversão de população e o diodo passa a emitir radiação estimulada, ou seja, a condição de laser é alcançada, figura2.13.

A frequência típica dos fótons emitidos pela transição banda-a-banda é $h\nu = E_g$. Por outro lado, pela condição de inversão de população e a mudança do nível de (quase-)fermi nos dois lados da junção, essa frequência passa a ser $h\nu \leq E_{Fn} - E_{Fp}$.

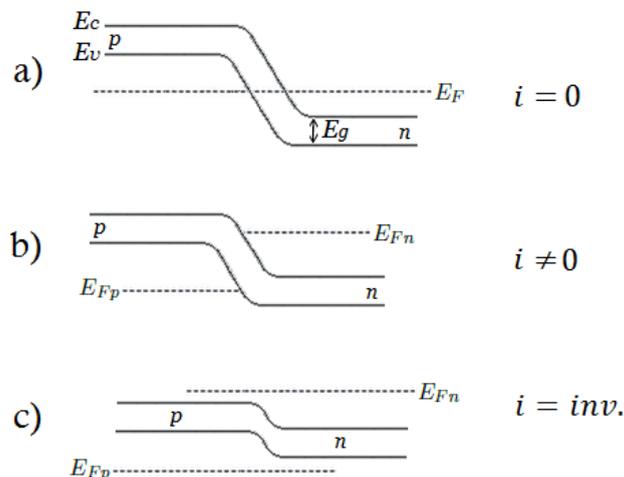


FIGURA 2.12: a) Junção sem aplicação de corrente elétrica. b) Estado típico de uso de um semiconductor quando uma corrente elétrica é aplicada. c) Estado atípico, onde as energias das bandas estão menores que os níveis de fermi. $i=inv.$ significa a corrente onde ocorre a inversão de população no semiconductor, levando ao caso Laser [30].

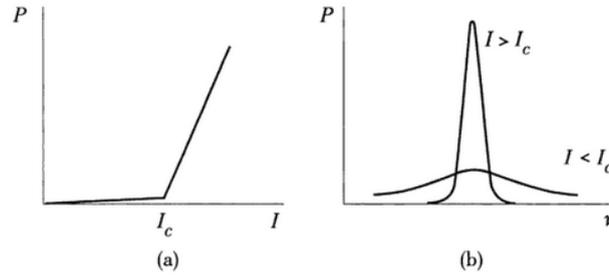


FIGURA 2.13: a) Comportamento da potência em função da corrente antes e após a corrente crítica. b) Largura do espectro antes e depois da corrente crítica [30].

Por fim, para que o diodo tenha todos os aspectos de um laser, o chip é clivado em dois pontos paralelos de seu plano cristalino, de maneira que uma cavidade seja formada. Após esse processo, uma das faces recebe um filme metálico para que a luz saia em apenas uma direção.

Ainda assim podemos otimizar o laser de diodo usando heterojunções duplas. A recombinação de pares elétron-buraco ocorre apenas na região ativa, mas a corrente necessária para que a junção opere nesse regime ainda assim não é tão baixa. Ademais, a difração da luz em uma homojunção faz com que o nível da corrente crítica seja ainda mais elevada. Nos lasers de heterojunções, as correntes críticas são reduzidas em várias ordens de grandeza. Isso ocorre pois nesses tipos de junções existe um poço de potencial devido à diferença de energia entre os gaps dos dois lados da junção (Fig 2.14). Desse modo podemos construir heterojunções que confinam os buracos e elétrons entre a junção, permitindo um maior controle da taxa de concentração de portadores e, conseqüentemente, permitindo que a recombinação aconteça em uma taxa mais controlada. O controle da taxa de recombinação nos permite controlar também o ganho do laser. Ao mesmo tempo, os índices de refração distintos confinam também os fótons emitidos, criando uma espécie de cavidade. Em resumo, as heterojunções duplas permitem que o laser de diodo opere em temperatura ambiente, conferindo maior facilidade de modulação e baixo custo de fabricação.

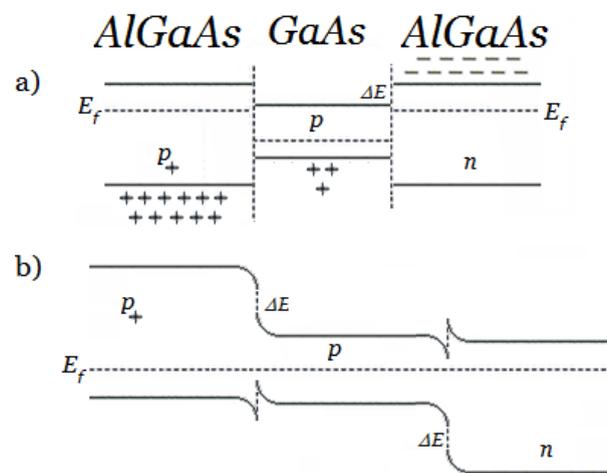


FIGURA 2.14: a) Gaps das bandas de um semiconductor de AlGaAs-GaAs. b) Níveis de energia do poço de energia de uma heterojunção [30].

Capítulo 3

Fotodeteccção

Qualquer medição que vise explorar a característica corpuscular da luz requer um dispositivo que possa detectar fótons um a um. Para que isso seja possível, cada fóton deve interagir com um sistema material, produzindo uma alteração microscópica, e então ser amplificada a níveis macroscópicos para que possa ser devidamente registrada. Neste capítulo, baseado em Garrison e Chiao [2], mostrarei brevemente uma teoria dos processos de detecção e pós-deteccção da luz.

3.1 Deteccção primária

3.1.1 Métodos de deteção

O processo de deteção não é algo universal, no sentido de existir um detector capaz de informar perfeitamente todo o espectro eletromagnético com exímia precisão. Por outro lado, existem métodos e dispositivos especializados para cada região de interesse. Apresentarei sem muitos detalhes alguns métodos a seguir.

(1) Deteccção fotoelétrica

Dispositivos de tubo de vácuo. (Efeito fotoelétrico)

Dispositivos de estado sólido. (Transição de bandas)

Em ambos os casos o sinal gerado pelo contador é proporcional à intensidade do feixe de luz ($\propto \langle E^2 \rangle$), e por isso são conhecidos como detectores de lei quadrática.

O método mais utilizado hoje em dia é o de transição de bandas, pois a energia necessária para gerar um par elétron-buraco é substancialmente menor do que ejetar um

elétron do metal para o vácuo (da ordem de eletro-volts). Isso faz com que a sensibilidade em frequência do dispositivo seja muito maior, expandindo a região de detecção até o infravermelho. Outras vantagens dos dispositivos de estado sólido, são sua alta eficiência (50 – 90%) e rápida resposta (ns) e por isso são muito usados em laboratórios de óptica e óptica quântica [32].

(2) Detecção retificadora.

Operam na região de micro ondas e frequência de rádio. O campo elétrico oscilante da onda eletromagnética é retificado pelo diodo, produzindo uma corrente diretamente proporcional à intensidade da onda incidente. Esses dispositivos operam devido à assimetria da junção p-n de diodos semicondutores [33].

(3) Detecção fototermal.

A luz incidida é diretamente convertida em calor por absorção e a diferença de temperatura é medida. Esses detectores são chamados de bolômetros. Como a mudança de temperatura não ocorre instantaneamente, o tempo de resposta desses detectores é consideravelmente maior do que os outros apresentados. Não necessariamente é algo ruim, pois isso os dá a capacidade de detecção de banda larga (seção 3.1.3) e são úteis em experimentos com tempo de integração alto. Detectam bem a região de micro-ondas e infra vermelho longo, ideais para experimentos de astrofísica [34].

(4) Foto amplificadores.

Um feixe de fótons é coerentemente amplificado por dispositivos como masers (lasers de micro-ondas) ou amplificadores paramétricos (laser capaz de emitir um comprimento de onda variável). Ao contrario dos outros dispositivos, não fornecem uma pós detecção, mas sim uma amplificação coerente no seu sinal proporcional ao sinal de entrada. Abrange as regiões de mili e micro ondas [35].

(5) Contadores de fótons únicos (micro ondas).

A detecção de fótons únicos ocorre pela ejeção de elétrons de átomos de Rydberg em uma cavidade supercondutora ao incidir luz sobre o mesmo. A detecção da luz é medida observando a transição dos elétrons das camadas mais internas do átomo para as mais externas. Ao aplicar uma diferença de potencial, apenas os elétrons que absorveram a luz tem energia suficiente para serem arrancados do átomo e produzir uma corrente elétrica [36].

(6) Detectores quânticos não destruidores.

A presença de um único fóton é detectada sem que haja a sua absorção. Esse processo é feito observando a mudança de fase provocada pelo fóton ao passar por um meio com propriedades não lineares [37].

Existem ainda outros métodos, mas vamos nos aprofundar um pouco na teoria ao invés de nos preocuparmos com os dispositivos.

3.1.2 Teoria de detecção fotoelétrica

A teoria de detecção feita a seguir será formulada para a excitação de átomos livres por um feixe luz incidente. Em situações em que a contagem de fótons é o objetivo, os campos eletromagnéticos são fracos o suficiente para que possamos usar a teoria de perturbação de primeira ordem para calcular a interação com os átomos. Veremos que as contagens de fótons dependem de um produto de dois fatores, um dependendo apenas das propriedades do campo e outro das do átomo [38]. Esse tipo de divisão pode ser feito para todos os detectores cuja a interação átomo-luz possa ser tratada por teoria de perturbação de primeira ordem.

Nosso objetivo primário é descobrir informações sobre o campo incidente pelas contagens observadas através do detector. Veremos que essa informação é apresentada em forma de funções de correlação campo eletromagnético-campo eletromagnético. Experimentos em que a luz passa, por exemplo, por uma amostra, modifica o seu estado inicial de modo que a informação da amostra esteja contida nesse campo eletromagnético perturbado. O hamiltoniano total desse sistema é $H = H_0 + H_{det}$, sendo $H_0 = H_D + H_{em} + H_1$ o hamiltoniano não perturbado, onde H_D é o hamiltoniano do detector, H_{em} o hamiltoniano do campo eletromagnético e H_1 descreve a interação do campo eletromagnético com dispositivos ópticos lineares passivos (lentes, espelhos, divisores de feixes, etc.). H_{det} é o hamiltoniano de interação do campo eletromagnético com o detector.

O caso mais simples de um ‘detector de fótons’ possível seria de um campo eletromagnético interagindo com um único átomo. Na representação de interação, $H_{det} = -\mathbf{d}(t) \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ descreve a interação do campo elétrico da onda com um detector (átomo) situado em \mathbf{r} . O estado inicial $|\Theta(t_0)\rangle = |\phi_\gamma, \Phi_e\rangle = |\phi_\gamma\rangle|\Phi_e\rangle$ descreve os estados iniciais do átomo no estado fundamental ($|\phi_\gamma\rangle$) e do campo de radiação ($|\Phi_e\rangle$), inicialmente supostos puros.

O estado do sistema após a interação campo-átomo é $|\Theta(t)\rangle = V(t)|\Theta(t_0)\rangle$, onde $V(t)$ é o operador evolução unitário. Podemos usar teoria de perturbação dependente do tempo para expressar o operador evolução como

$$V(t) = 1 - \frac{i}{\hbar} \int_{t_0}^t dt_1 H_{det}(t_1) + \left(\frac{-i}{\hbar}\right)^2 \int_{t_0}^t \int_{t_0}^{t_1} dt_1 dt_2 H_{det}(t_1) H_{det}(t_2) + \dots, \quad (3.1)$$

mas como estamos usando apenas campos fracos, podemos parar no primeiro termo, de modo que

$$V(t) = 1 - \frac{i}{\hbar} \int_{t_0}^t dt_1 H_{det}(t_1), \quad (3.2)$$

ou seja, o estado do sistema no tempo t é:

$$|\Theta(t)\rangle = |\Theta(t_0)\rangle - \frac{i}{\hbar} \int_{t_0}^t dt_1 H_{det}(t_1) |\Theta(t_0)\rangle. \quad (3.3)$$

Agora que já sabemos como nosso estado se comporta ao interagir com um detector, na representação de interação, nos interessa achar a amplitude de probabilidade e posteriormente a probabilidade que o sistema vá para o estado excitado $|\phi_\epsilon, \underline{n}\rangle$, ou seja que o átomo esteja em um estado excitado $|\phi_\epsilon\rangle$ e o campo em um estado de número na teoria multimodo de estados de Fock $|\underline{n}\rangle$ [2]. Antes de prosseguir, faremos algumas observações sobre a detecção de fótons. 1) Apenas o operador de Rabi $\Omega^{(+)}(\mathbf{r}) = \frac{\mathbf{E}^{(+)}(\mathbf{r}) \cdot \hat{\mathbf{d}}}{\hbar} \propto a_{\mathbf{k}}$ contribui para a absorção de fótons e consequentemente para que um detector perceba sua presença. Nesse caso, E^+ é o operador campo elétrico de frequência positiva e $a_{\mathbf{k}}$ é o operador destruição para o modo \vec{k} . 2) Na representação de interação a matriz de dipolo \mathbf{d} na verdade é dependente do tempo e pode ser representado por $\mathbf{d}_\gamma(t) = \mathbf{d}_\gamma e^{i\omega_\gamma t}$. Tendo isso em mente, podemos escrever a amplitude de probabilidade de detectar o campo eletromagnético no estado de número $|\underline{n}\rangle$ e o átomo no estado excitado $|\phi_\epsilon\rangle$, como

$$\langle \phi_\epsilon, \underline{n} | \Theta(t) \rangle = -\frac{i}{\hbar} \int_{t_0}^t dt_1 \langle \phi_\epsilon, \underline{n} | H_{det}(t_1) | \phi_\gamma, \Phi_e \rangle, \quad (3.4)$$

ou seja,

$$\langle \phi_\epsilon, \underline{n} | \Theta(t) \rangle = -\frac{i}{\hbar} \int_{t_0}^t dt_1 e^{i\omega_{\epsilon\gamma} t_1} \mathbf{d}_{\epsilon\gamma} \cdot \langle \underline{n} | \mathbf{E}^{(+)}(\mathbf{r}, t_1) | \Phi_e \rangle, \quad (3.5)$$

sendo $\mathbf{d}_{\epsilon\gamma} = \langle \phi_\epsilon | \hat{\mathbf{d}} | \phi_\gamma \rangle$ o elemento da matriz de dipolo para a transição $\gamma \rightarrow \epsilon$ e $\omega_{\epsilon\gamma}$ a frequência da transição.

Tendo a amplitude de probabilidade, a probabilidade de transição é simplesmente

$$p(\phi_\epsilon, \underline{n}; \phi_\gamma, \Phi_e) = |\langle \phi_\epsilon, \underline{n} | V(t) | \phi_\gamma, \Phi_e \rangle|^2. \quad (3.6)$$

Após um trabalho algébrico, chegamos na seguinte expressão

$$p(\phi_\epsilon, \underline{n}; \phi_\gamma, \Phi_e) = \frac{(\mathbf{d}_{\epsilon\gamma}^*)_i (\mathbf{d}_{\epsilon\gamma})_j}{\hbar^2} \int_{t_0}^t \int_{t_0}^t dt_1 dt_2 e^{i\omega_{\epsilon\gamma}(t_2-t_1)} \langle \Phi_e | E_i^{(-)}(\mathbf{r}, t_1) | \underline{n} \rangle \langle \underline{n} | E_j^{(+)}(\mathbf{r}, t_2) | \Phi_e \rangle, \quad (3.7)$$

para a probabilidade condicional de achar $|\phi_\epsilon, \underline{n}\rangle$ dado $|\phi_\gamma, \Phi_e\rangle$. A notação de soma de Einstein está sendo usada na equação (3.7). Entretanto, em uma detecção de fótons, o estado final de excitação do campo não nos interessa (ao menos não diretamente, estamos interessados apenas em saber se houve transição), por isso somamos sobre todos os \underline{n} estados possíveis

$$p(\phi_\epsilon; \phi_\gamma, \Phi_e) = \sum_{\underline{n}} p(\phi_\epsilon, \underline{n}; \phi_\gamma, \Phi_e), \quad (3.8)$$

ou seja

$$p(\phi_\epsilon; \phi_\gamma, \Phi_e) = \frac{(\mathbf{d}_{\epsilon\gamma}^*)_i (\mathbf{d}_{\epsilon\gamma})_j}{\hbar^2} \int_{t_0}^t \int_{t_0}^t dt_1 dt_2 e^{i\omega_{\epsilon\gamma}(t_2-t_1)} \langle \Phi_e | E_i^{(-)}(\mathbf{r}, t_1) E_j^{(+)}(\mathbf{r}, t_2) | \Phi_e \rangle. \quad (3.9)$$

Até agora estamos considerando que $|\Phi_e\rangle$ é um estado puro, mas em situações reais, $|\Phi_e\rangle$ na verdade é um ensemble de $\{|\Phi_e\rangle\}$, com uma distribuição de probabilidades P_e

$$p(\phi_\epsilon; \phi_\gamma) = \sum_e p(\phi_\epsilon; \phi_\gamma, \Phi_e) P_e, \quad (3.10)$$

de modo que a distribuição de probabilidades possa ser escrita como

$$p(\phi_\epsilon; \phi_\gamma) = \frac{(\mathbf{d}_{\epsilon\gamma}^*)_i (\mathbf{d}_{\epsilon\gamma})_j}{\hbar^2} \int_{t_0}^t \int_{t_0}^t dt_1 dt_2 e^{i\omega_{\epsilon\gamma}(t_2-t_1)} Tr[\rho E_i^{(-)}(\mathbf{r}, t_1) E_j^{(+)}(\mathbf{r}, t_2)] \quad (3.11)$$

sendo $\rho = \sum P_e |\Phi_e\rangle \langle \Phi_e|$ o operador densidade definido pela distribuição de probabilidade P_e e $Tr[X] = \sum \langle m | X | m \rangle$ o traço da matriz X .

Assim como não consideramos $|\Phi\rangle$ como um estado puro, é necessário considerar o estado após a transição $|\phi_\epsilon\rangle$, como um estado excitado não específico. Além disso, processos secundários podem ocorrer junto à transição de nível, como por exemplo, a absorção do fóton criando um estado ligado e posterior ionização stark por um campo elétrico estático. Devemos então associar uma probabilidade $\mathbf{D}(\epsilon)$ de macroscopicamente observar a transição $\gamma \rightarrow \epsilon$, onde o estado final é a criação de um pulso de corrente,

$$p(t) = \sum_{\epsilon} \mathbf{D}(\epsilon) p(\phi_\epsilon; \phi_\gamma), \quad (3.12)$$

que pode ser escrita como

$$p(t) = \int_{t_0}^t \int_{t_0}^t dt_1 dt_2 \mathfrak{G}_{ji}(t_2 - t_1) G_{ij}^{(1)}(\mathbf{r}_1, t_1; \mathbf{r}_2, t_2), \quad (3.13)$$

sendo

$$G_{ij}^{(1)}(\mathbf{r}_1, t_1; \mathbf{r}_2, t_2) = Tr[\rho E_i^{(-)}(\mathbf{r}_1, t_1) E_j^{(+)}(\mathbf{r}_2, t_2)] \quad (3.14)$$

a função de correlação do campo em primeira ordem. A função sensibilidade

$$\mathfrak{G}_{ji}(t_2 - t_1) = \sum_{\epsilon} \frac{|\mathbf{d}_{\epsilon\gamma}|^2}{\hbar^2} e^{-i\omega_{\epsilon\gamma}(t_2 - t_1)}, \quad (3.15)$$

depende somente das propriedades do detector. Essa função é proporcional à eficiência do detector.

Tendo a probabilidade de detecção em mãos, a taxa de contagens é simplesmente

$$\omega^{(1)}(t) = \frac{dp}{dt} = 2Re \int_{t_0}^t dt' \mathfrak{G}_{ji}(t' - t) G_{ij}^{(1)}(\mathbf{r}, t'; \mathbf{r}, t) \quad (3.16)$$

de modo que as contagens de fótons dependam da sensibilidade do detector, dos campos eletromagnéticos e somente dentro do tempo de observação $(t - t_0)$.

3.1.3 Detecção de banda larga

Um detector é classificado como um detector de banda larga quando a largura de banda da função sensibilidade é muito maior do que a largura da função correlação ($\Delta\omega_s \ll$

$\Delta\omega_G = 1/t_c$), de modo que a \mathfrak{G}_{ji} possa ser considerada constante ao longo da variação de $G_{ij}^{(1)}$, como visto na figura 3.1.

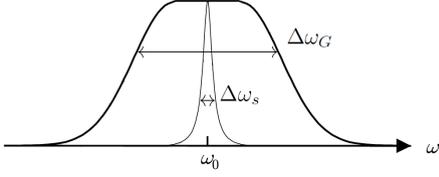


FIGURA 3.1: Largura de banda das funções sensibilidade $\Delta\omega_s$ e correlação ω_G [2].

Isso quer dizer que $\mathfrak{G}_{ji}(\omega) \approx \mathfrak{G}_{ji}$, isso é matematicamente equivalente a dizer que $\mathfrak{G}_{ji}(\omega)(t' - t) = \mathfrak{G}_{ji}(\omega)\delta(t' - t)$. Combinando esse resultado com o conceito de deteção pela lei quadrática, obtemos

$$\omega^{(1)}(t) = \mathfrak{G}_{ji}G_{ij}^{(1)}(\mathbf{r}, t'; \mathbf{r}, t), \quad (3.17)$$

fazendo com que as contagens dos detectores sejam proporcionais apenas à função de correlação entre os campos. Na prática, todos os detectores podem ser considerados como detectores de banda larga. Isso quer dizer que a deteção em banda larga é uma medição direta da função de correlação do campo.

Fazendo mais uma generalização, pois até agora consideramos que a deteção foi feita por um átomo apenas, para estender o resultado para vários átomos, consideramos as contagens como

$$\omega^{(1)}(t) = \frac{1}{\bar{n}V_D} \int dr^3 s(\mathbf{r}) \mathfrak{G}_{ji}(\mathbf{r}) G_{ij}^{(1)}(\mathbf{r}, t; \mathbf{r}, t), \quad (3.18)$$

sendo $s(\mathbf{r})$ a densidade de átomos, $\mathfrak{G}_{ji}(\mathbf{r})$ a função sensibilidade no ponto \mathbf{r} , \bar{n} a densidade média de átomos e V_D o volume do detector.

Um detector pontual é definido pela condição que a função de correlação seja constante em todo o volume do detector. Desse modo podemos juntar todos os parâmetros acima em um $\overline{\mathfrak{G}}_{ji}$, de tal modo que as contagens sejam dadas da mesma maneira, mas em função da sensibilidade média $\overline{\mathfrak{G}}_{ji}$

$$\omega^{(1)}(t) = \overline{\mathfrak{G}}_{ji}G_{ij}^{(1)}(\mathbf{r}, t; \mathbf{r}, t). \quad (3.19)$$

Essa função é semelhante à eq.(3.17). Isso quer dizer que um detector pontual se comporta essencialmente como um detector de um único átomo.

3.1.4 Deteção de banda estreita

Diferentemente da deteção de banda larga, que não diferencia as diferentes frequências que incidem sobre o mesmo, detectores de banda curta filtram o sinal de entrada em uma determinada frequência, antes de ser detectado por um detector de banda larga.

Estes detectores são muito usados em experimentos de óptica e para a determinação da função espectral de campos eletromagnéticos. O filtro é um dispositivo linear, de modo que seu comportamento possa ser representado por um operador linear aplicado a um sinal $X(t)$ que será analisado. Para um sinal real $X(t) = X^+(t) + X^-(t)$ o sinal filtrado à frequência ω é definido por:

$$X^+(\omega, t) = \int_{-\infty}^{\infty} dt' \bar{w}(t' - t) e^{i\omega(t' - t)} X^+(t') \quad (3.20)$$

onde o fator do filtro $e^{i\omega(t' - t)}$ é usado para escolher a frequência desejada para o filtro atuar e $\bar{w}(t' - t)$ é uma função peso. Cada filtro possui uma função peso específica para diferentes atuações, mas todas possuem certas características em comum, como serem normalizáveis, pares, positivas e centradas em $t' = t$.

A seguir vamos estudar um caso específico de uma função filtro para que possamos analisar mais a fundo como funciona a detecção de banda estreita.

Vamos estudar a seguinte função peso:

$$\begin{cases} \bar{w}(t) = \frac{1}{\Delta T}, & \text{se } \frac{\Delta T}{2} \leq t \leq -\frac{\Delta T}{2} \\ \bar{w}(t) = 0, & \text{se } t \text{ fora do intervalo.} \end{cases}$$

Nesse caso, a função é a mesma, apenas atenuada, dentro da largura temporal ΔT e zero fora do intervalo. De modo que ao obtermos a densidade espectral $S(\omega, t) = w^{(1)}(\omega, t)/\Delta\omega_F$ (contagens por intervalo de frequência ($\Delta\omega_F = 1/\Delta T$)), aplicando as operações do filtro (3.20) sobre os campos $E^{(\pm)}$ da função de correlação de primeira ordem do campo elétrico, se pode mostrar que $S(\omega)$ é [2]:

$$S(\omega) = \frac{\mathfrak{G}}{\Delta\omega_F} \int \frac{d\omega}{2\pi} G^{(1)}(\mathbf{r}, \omega', t) \text{sinc}^2 \left[(\omega - \omega') \frac{\Delta T}{2} \right] \quad (3.21)$$

Vemos a partir desse resultado que após a aplicação do filtro, a densidade espectral depende da transformada de Fourier de $\bar{w}(t)$. Analisando esse caso específico, que é o caso mais comum em laboratórios, ao colocarmos um filtro centrado em uma determinada frequência, ao sairmos da frequência de análise, a potência diminui a medida que essa diferença aumenta.

3.1.5 Eficiência quântica

Como vimos nenhum detector é perfeito. Existem inúmeras maneiras de um detector não contar um fóton, seja por sua chegada durante o tempo morto¹, ou por reflexões no suporte do catodo, por falta de casamento entre o perfil transversal do sinal e a abertura do detector, etc. Para modelar essas falhas podemos considerar um detector ideal (100%) ($\xi = 1$) com um divisor de feixes com coeficiente de transmissão $t = \sqrt{\xi}$ logo antes do mesmo, para simular as perdas, ou seja

$$t = \sqrt{\xi} \quad , \quad r = i\sqrt{1 - \xi} \quad , \quad (3.22)$$

onde r é o coeficiente de reflexão. O campo de entrada no divisor de feixes(BS) é

$$E_{in}^+ = E_{sig}^+(\mathbf{r}, t) + E_{vac}^+(\mathbf{r}, t) \quad , \quad (3.23)$$

como mostrado na figura 3.2. Pela representação de Heisenberg, temos que os campos do sinal na entrada 1 do divisor de feixes e do vácuo na entrada 2 podem ser escritos como [2]

$$E_{sig}^+(\mathbf{r}, t) = i\mathcal{E}_{0s}a_1e^{i(\mathbf{k}_sx - \omega_s t)} \quad , \quad (3.24)$$

$$E_{vac}^+(\mathbf{r}, t) = i\mathcal{E}_{0s}a_2e^{i(\mathbf{k}_sy - \omega_s t)} \quad , \quad (3.25)$$

Alguns comentários são necessários sobre as equações (3.24) e (3.25). As direções x e y foram escolhidas ao longo de $1 \rightarrow 1'$ e $2 \rightarrow 2'$, respectivamente, figura 3.2. O operador $E_{vac}^+(\mathbf{r}, t)$ deveria ser igual a soma de todos os modos ortogonais ao modo do sinal, mas é necessário considerar apenas o modo $e^{i(k_sy - \omega t)}$ entrando através da porta 2 [2].

Nessas equações, $\mathcal{E}_{0s} = \sqrt{\hbar\omega_s/2\epsilon_0V}$ é a magnitude do campo de flutuação do vácuo e a_1 (a_2) é o operador aniquilação no modo $e^{i(k_sx - \omega_s t)}$ ($e^{i(k_sy - \omega_s t)}$). Após algum trabalho algébrico, chegamos a conclusão que a taxa de contagens após o BS para um detector de banda larga é [2]:

$$\omega^{(1)}(t) = \xi \mathfrak{G} \epsilon_{0s}^2 \langle a_1^\dagger a_1 \rangle \quad . \quad (3.26)$$

¹Tempo morto é definido como o tempo entre o detector receber a luz, realizar a transição no semicondutor e enviar a informação para o computador. Durante esse tempo, toda a luz que chegar no detector será ignorada (descartada) devido a limitações físicas do aparelho.

Como esperado, a taxa de contagens de um detector imperfeito é reduzido por um fator de eficiência ξ , e as flutuações do vácuo entrando pela outra porta do BS não influenciam, em média, nas contagens do sinal de entrada. Porém, se sabe por experiência que as flutuações do vácuo contribuem para a variância do operador número ($N = a^\dagger a$) após sua passagem pelo BS. As imperfeições no detector fazem com que haja também, perdas devido a ruídos aleatórios.

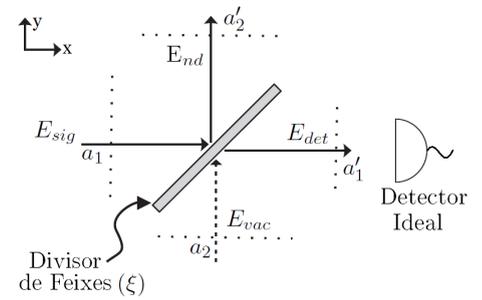


FIGURA 3.2: Divisor de feixes de eficiência ξ e campos de entrada e de saída. E_{nd} é a parte do sinal perdida devido às interferências [2].

3.1.6 Parâmetro \mathcal{Q} de Mandel

Na sessão anterior, vimos as contagens do número de fótons de um campo eletromagnético registrado por um detector, mas como saber se há muito ruído presente? A variância $V(N) = \langle N^2 \rangle - \langle N \rangle^2$ é uma medida do ruído da luz, com $N = a^\dagger a$ sendo o operador número. Estados coerentes, por exemplo, são definidos de modo que a variância seja igual ao valor médio do operador número ($V(N) = \langle N^2 \rangle - \langle N \rangle^2 = \langle N \rangle$). Tendo como base esses estados, podemos definir o parâmetro \mathcal{Q} de Mandel comparando a variância de um estado qualquer com a de um estado coerente.

$$\mathcal{Q} = \frac{V(N) - \langle N \rangle}{\langle N \rangle} \quad (3.27)$$

Isso é algo muito interessante de se estudar, pois ele nos dá indício do nível de ruído presente na luz. Um estado coerente tem $\mathcal{Q} = 0$ e estatística Poissoniana para as flutuações do vácuo. Em geral temos

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{caso Poissoniano } \mathcal{Q} = 0, \\ \text{caso Sub-Poissoniano } \mathcal{Q} < 0, \\ \text{caso Super-poissoniano } \mathcal{Q} > 0. \end{array} \right.$$

O parâmetro \mathcal{Q} se anula para o estado coerente e pode ser considerado como uma medida do excesso de ruído de uma luz no estado descrito pelo operador densidade ρ . Estados sub-Poissonianos são menos ruidosos que o estado coerente em relações as flutuações do número de fótons. Estados super-Poissonianos são mais ruidosos que o estado coerente.

3.2 Detecção secundária

Até este ponto discutimos apenas métodos de detecções primários. A partir deste ponto discutiremos a chamada detecção secundária, que é fundamental para que o processo de detecção seja completado. Isso porque a detecção primária é um processo microscópico reversível. Quando um fóton incide em um detector de estado sólido, o elétron pode ser excitado para a banda de condução deixando um buraco na banda de valência. Porém esse processo pode ser revertido com o tempo. O elétron pode voltar para a banda de valência e emitir um fóton. Se isso ocorre a detecção não é macroscopicamente observada. Para que esse ciclo pare de acontecer, uma interação irreversível deve ocorrer, ou seja, a detecção secundária deve entrar em ação. Discutiremos a seguir os processos de eletromultiplicação em sistemas Markovianos e não-Markovianos.

3.2.1 Modelo Markoviano para eletromultiplicação de avalanche

Vimos que a amplificação de sinal da detecção é algo fundamental para um detector ser funcional. Em termos práticos a detecção primária libera uma energia em torno de $\hbar\omega$ ($\approx 10^{-19}\text{J}$), muito próximo de ruídos térmicos, $K_B T$ ($\approx 10^{-20}\text{J}$), de circuitos elétricos. Por isso o sinal deve ser amplificado em torno de 10^4 a 10^6 vezes. Uma maneira de amplificar esse sinal é baseada na ionização de dínodos de um tubo de vácuo de uma fotomultiplicadora, fig. 3.3.

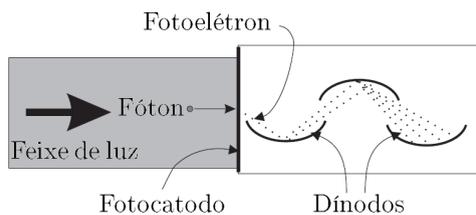


FIGURA 3.3: Exemplo de uma fotomultiplicadora de um processo Markoviano [2].

Após um fóton passar pelo fotocatodo e liberar um elétron, campos elétricos aceleram esse elétron recém liberado em direção ao dínodo adjacente. O impacto desse elétron altamente energético faz com que diversos elétrons secundários sejam liberados. A repetição desse processo nos dínodos seguintes amplificam o sinal elétrico inicial. Um processo similar ocorre nos chamados tubos de vácuo channeltron, também conhecidos como intensificadoras de imagens. A maior diferença entre esse dispositivo e o anterior, é que o elétron emitido na determinada posição em que o fóton incide no fotocatodo tem o seu número amplificado por canais ociosos revestidos com uma camada condutora, além do campo elétrico, de modo que cada posição possa ser independentemente medida. Essa região é chamada de pixel e esse dispositivo possibilita a reconstrução de uma imagem inteira, de uma só vez. Um processo similar ocorre em dispositivos de estado sólido, quando um fóton incide sobre ele e produz um par elétron-buraco. Após essa produção, um campo estático aplicado acelera o par em direções opostas. Se o campo aplicado for

Um processo similar ocorre nos chamados tubos de vácuo channeltron, também conhecidos como intensificadoras de imagens. A maior diferença entre esse dispositivo e o anterior, é que o elétron emitido na determinada posição em que o fóton incide no fotocatodo tem o seu número amplificado por canais ociosos revestidos com uma camada condutora, além do campo elétrico, de modo que cada posição possa ser independentemente medida. Essa região é chamada de pixel e esse dispositivo possibilita a reconstrução de uma imagem inteira, de uma só vez. Um processo similar ocorre em dispositivos de estado sólido, quando um fóton incide sobre ele e produz um par elétron-buraco. Após essa produção, um campo estático aplicado acelera o par em direções opostas. Se o campo aplicado for

intenso o suficiente, pares secundários serão gerados. Esses pares, por sua vez, gerarão ainda mais pares de modo que o dispositivo entre no modo Geiger de contagem, onde haja um efeito avalanche e um pulso elétrico intenso seja produzido. A detecção de um pulso elétrico, semelhante a um click de um contador Geiger, assinala a detecção de um fóton único. No limite de campos fortes, as segundas emissões de pares elétron-buraco são tão rápidas e ao acaso, que todas as correlações com o primeiro par são apagadas. A falta de dependência com eventos passados definem um processo Markoviano.

Discutirei a seguir, um modelo simples de eletro multiplicação usado em contadores no modo Geiger: detectores fótons por avalanche a base de silício (APD) e tubos multiplicadores. Tomarei como base a aproximação Markoviana, de modo que o próximo elétron criado esqueça completamente todos os espalhamentos anteriores, ou seja, cada emissão dependa somente de onde o último elétron incidiu. Além disso, a cada multiplicação o elétron inicial morre e dois outros surgem em seu lugar. E por último, o fóton que é convertido em elétron ocorre sempre no ponto $z = 0$. A probabilidade que um portador seja gerado no intervalo $(z + \Delta z)$ é $\alpha(z)\Delta z$ sendo $\alpha(z)$ o ganho. Desse modo usando análise combinatória e no limite de pequeno Δz , encontramos a seguinte equação diferencial para $p(n, z)$

$$\frac{\partial p(n, z)}{\partial z} = -n\alpha(z)p(n, z) + (n-1)\alpha(z)p(n-1, z), \quad (3.28)$$

sendo n o número de portadores, cuja solução é:

$$p(n, z) = \frac{(e^{\zeta(z)} - 1)^{n-1}}{e^{n\zeta(z)}}, \quad \zeta(z) = \int_0^z dz' \alpha(z'). \quad (3.29)$$

Analisando o caso de um único portador com α constante, vemos que a solução é dada por $p(1, z) = e^{z\alpha}$, ou seja, quanto maior o percurso do elétron, maior será sua amplificação.

3.2.2 Modelo Não-Markoviano para eletro multiplicação de avalanche

Amplificadores Não-Markovianos também são dispositivos de estado sólido, mas mais elaborados pois permitem a detecção sem ruídos e a resolução de um único fóton com alta precisão. A seguir irei descrever o funcionamento de uma multiplicadora de estado sólido (SSPM).

Ao contrário de uma multiplicadora de avalanche os SSPM são divididos em duas regiões, uma intrínseca onde ocorre a produção de um par elétron buraco, e uma região de ganho a base de silício dopado onde a multiplicação bem controlada ocorre, como visto na figura

3.4. Assim como em contadores Geiger, existe um campo elétrico na região intrínseca que faz com que o par elétron buraco criado pelo fóton incidente seja acelerado em direções opostas, mas não forte o suficiente para criar pares secundários.

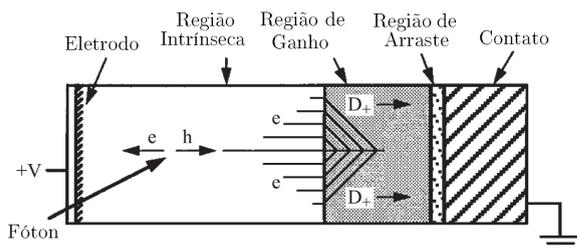


FIGURA 3.4: Exemplo de uma fotomultiplicadora SSPM de um processo Não-Markoviano [2].

O elétron é acelerado para a o eletrodo com potencial $+V$ enquanto seu par é acelerado para a região de ganho. Ao chegar na região de ganho, outro campo elétrico acelera o buraco até a energia de ionização do material do ganho. A ionização é um salto quântico único (excitação tipo Frank-Hertz) de modo que o buraco doa toda a sua energia e fica completamente estático. Mas como o campo ainda está

presente, o buraco torna a ser acelerado repetindo o processo até que a região de ganho acabe. Entretanto, toda vez que o buraco realiza o salto, uma sequência de elétrons secundários bem definidos são gerados e acelerados para a região de potencial $+V$. O resultado desse processo é uma amplificação cujo sinal é proporcional ao número de saltos. Medidas de ruído $F = \langle M^2 \rangle / \langle M \rangle^2$ sendo M o fator de multiplicação mostram que $F = 1.00 \pm 0.05$ para $M = 10^4$, que experimentalmente não representa ruído algum.

3.3 Detecção em coincidência

O tratamento quântico das contagens em coincidência se assemelha muito ao tratamento quântico das contagens simples visto na seção 3.1.2, mas agora dois fótons devem chegar em dois detectores de fótons únicos. Os sinais de saída destes detectores são enviados ao contador de coincidência que somente emite um sinal quando ambos pulsos dos detectores chegam no contador em uma janela temporal curta t_{Gate} .

Vamos por simplicidade considerar detectores pontuais e com filtros de polarização. Isso nos possibilita tratar os detectores como átomos únicos. Na representação de interação, a Hamiltoniana do detector é [2]

$$H_{det}(t) = \sum_{n=1}^2 H_{dn}(t), \quad (3.30)$$

$$H_{dn}(t) = -(\hat{d}_n(t) \cdot \hat{e}_n) E_n(t), \quad (3.31)$$

onde \hat{d}_n , \hat{e}_n e $E_n(t)$ são respectivamente a localização, o operador dipolo, a polarização admitida pelo filtro e a componente do campo $E_n(t) = \hat{e}_n \cdot \vec{E}(\vec{r}_n, t)$ sobre o enésimo detector. O estado inicial $|\Theta_i\rangle = |\phi_\gamma(1), \phi_\gamma(2), \Phi_e\rangle$ descreve os estados iniciais dos dois átomos no estado fundamental ($|\phi_\gamma(n)\rangle$) para ambos os detectores e do campo de radiação ($|\Phi_e\rangle$), inicialmente assumido puro.

A amplitude de probabilidade para a transmissão é $\mathfrak{U}_{fi} = \langle \Theta_f | V(t) | \Theta_i \rangle$, onde $V(t)$ é dado em (3.1). Considerando que ambos átomos tem que ir para o estado excitado com a respectiva destruição de dois fótons do campo eletromagnético e que $[H_{d1}(t_1), H_{d2}(t_2)] = 0$, se pode mostrar que

$$\mathfrak{U}_{fi} = \langle \Theta_f | V(t) | \Theta_i \rangle = \left(\frac{-i}{\hbar} \right)^2 \int_{t_0}^t \int_{t_0}^t dt_1 dt_2 \langle \Theta_f | H_{d1}(t_1) H_{d2}(t_2) | \Theta_i \rangle. \quad (3.32)$$

Substituindo os hamiltonianos de interação obtemos,

$$\mathfrak{U}_{fi} = \frac{1}{\hbar^2} d_{\epsilon 1 \gamma} d_{\epsilon 2 \gamma} \int_{t_0}^t \int_{t_0}^t dt_1 dt_2 e^{i\omega_{\epsilon 1 \gamma} t_1} e^{i\omega_{\epsilon 2 \gamma} t_2} \langle \underline{n} | E_1^{(+)}(t_1) E_2^{(+)}(t_2) | \Phi_e \rangle. \quad (3.33)$$

Levando em conta as mesmas considerações anteriores, ou seja, não nos interessa o estado final do detector $|\phi_{\epsilon_n}\rangle$, assim como o estado final do campo $|\underline{n}\rangle$. A probabilidade de transição será somada em ϵ_1 , ϵ_2 e \underline{n} . A média deste resultado no conjunto de estados puros, definindo o estado inicial ρ do campo de radiação, deve ser também realizada. Obtemos que a probabilidade de detecção em coincidência será dada pela seguinte relação

$$p(\phi_\epsilon; \phi_\gamma) = \frac{|\mathbf{d}_{\epsilon 1 \gamma} \mathbf{d}_{\epsilon 2 \gamma}|^2}{\hbar^4} \sum_{\epsilon 1} D_1(\epsilon 1) \sum_{\epsilon 2} D_2(\epsilon 2) \int \int \int \int_{t_0}^t dt_1 dt'_1 dt_2 dt'_2 e^{i\omega_{\epsilon 1 \gamma} (t_1 - t'_1)} e^{i\omega_{\epsilon 2 \gamma} (t_2 - t'_2)} \\ \times Tr[\rho \mathbf{E}_1^{(-)}(\vec{r}_1, t'_1) \mathbf{E}_2^{(-)}(\vec{r}_2, t'_2) \mathbf{E}_1^{(+)}(\vec{r}_1, t_1) \mathbf{E}_2^{(+)}(\vec{r}_2, t_2)]. \quad (3.34)$$

Utilizamos em seguida a definição da função de correlação de segunda ordem $G^{(2)}(x_1, x_2, x_3, x_4) = \langle \mathbf{E}_1^{(-)}(\mathbf{x}_1) \mathbf{E}_2^{(-)}(\mathbf{x}_2) \mathbf{E}_3^{(+)}(\mathbf{x}_3) \mathbf{E}_4^{(+)}(\mathbf{x}_4) \rangle$ ($\mathbf{x}_n = \vec{r}_n, t'_n$), da função sensibilidade e a hipótese de detecção de banda larga, para deixar (3.34) com uma aparência mais amigável

$$p(t) = \int_{t_0}^t dt'_1 \int_{t_0}^t dt'_2 \int_{t_0}^t dt_1 \int_{t_0}^t dt_2 \sigma_1(t - t'_1) \sigma_2(t - t'_2) G^{(2)}(t_1, t_2, t_1, t_2), \quad (3.35)$$

onde as funções sensibilidade são definidas como $\sigma_n = \frac{1}{\hbar^2} \sum_{\epsilon} D_n(\epsilon) |\vec{d}_{\epsilon \gamma} \cdot \hat{e}_n|^2 e^{i\omega_{\epsilon \gamma} t}$ ($n = 1, 2$).

Por fim, o que nos interessa é a taxa de contagens $dp(t)/dt$ dentro de um intervalo T_{Gate} , uma vez que não queremos uma janela de coincidência infinitamente grande. Usando a detecção de um dos fótons como gatilho para iniciar a janela de contagens, o tempo de chegada do outro fóton deve ser $t_1 < t_2 < t_1 + t_{Gate}$ sendo t_1 o tempo chegada do primeiro fóton e t_2 o tempo que o segundo fóton chegará. Tendo isso em mente a taxa de contagens em coincidência será simplesmente

$$\omega^{(2)} = \int_{t_1}^{t_1+t_{Gate}} d\tau \mathfrak{G}_1 \mathfrak{G}_2 G^{(2)}(t_1, t_1 + \tau, t_1, t_1 + \tau). \quad (3.36)$$

Novamente o resultado da detecção pode ser dividida em fatores que dependam apenas dos detectores individualmente (Função sensibilidade \mathfrak{G}_n) e uma parte apenas do campo eletromagnético (Função correlação de segunda ordem $G^{(2)}$). Para contagens de ordens maiores (contagens triplas, quadruplas, etc.), podemos sempre fazer o mesmo procedimento separando os n detectores ($\mathfrak{G}_1, \mathfrak{G}_2 \dots \mathfrak{G}_n$) e usar a função de correlação dos campos de ordem n ($G^{(n)}$).

Capítulo 4

Óptica quântica com fótons correlacionados

4.1 Conversão paramétrica descendente

Os estudos sobre a conversão paramétrica descendente (CPD) começaram em 1967 quando Klyshko [39, 40] abordou o problema de maneira teórica, e mais adiante, em 1970, a demonstração experimental por Burnham e Weinberg [41], que através da detecção em coincidência, mostraram a correlação temporal entre os pares de fótons gerados por um cristal não linear após este ser incidido por um feixe de laser no ultra-violeta. Esse fenômeno é muito interessante pois é capaz de criar emaranhamento no estado dos dois fótons, que por sua vez possui diversas aplicações, como por exemplo em testes do paradoxo de Einstein-Podolsky-Rosen [42], criptografia quântica [43], teletransporte quântico [44], apagadores quânticos [45], etc. Neste capítulo me basearei em Stephen Walborn e Leonardo Neves [46, 47] para descrever o processo de conversão paramétrica descendente.

A CPD é um fenômeno que ocorre quando um feixe de laser de bombeamento (também chamado de *pump*) incide em um cristal com propriedades ópticas não lineares (susceptibilidade elétrica $\chi^{(2)} \neq 0$). Durante esse evento, há uma pequena probabilidade de um dos fótons do feixe ser convertido em dois outros fótons. Nesse processo, o fóton inicialmente com vetor de onda \mathbf{k}_p e frequência ω_p é convertido espontaneamente em dois fótons canonicamente chamados de *signal* e *idler*, com vetores de onda \mathbf{k}_s e \mathbf{k}_i e frequência ω_s e ω_i , visto na figura 4.1. Neste processo a energia e o momento são conservados, ou seja,

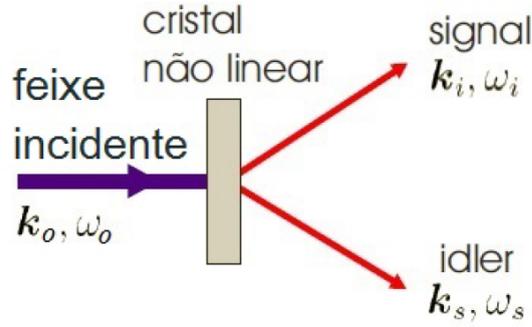


FIGURA 4.1: Diagrama do processo de conversão paramétrica descendente [47].

$$\begin{aligned} \mathbf{k}_p &= \mathbf{k}_s + \mathbf{k}_i \\ \omega_p &= \omega_s + \omega_i \end{aligned} \quad (4.1)$$

mas não são necessariamente simétrico, de modo que ω_s (assim como \mathbf{k}_s) não precisa ser igual à ω_i (\mathbf{k}_i).

Porém, a criação desses fótons é aproximadamente simultânea¹, por isso também são chamados de fótons gêmeos. A equação (4.1) será válida quando a condição de casamento de fase é satisfeita. Ao considerarmos o índice de refração na equação de conservação de momento, $|\mathbf{k}| = \eta\omega/c$ e considerando que o índice de refração do cristal depende do ângulo de propagação dos fótons (uma vez que o mesmo seja birrefringente), obtemos que

$$\eta(\theta_p, \omega_p)\omega_p\mathbf{k}_p = \eta(\theta_s, \omega_s)\omega_s\mathbf{k}_s + \eta(\theta_i, \omega_i)\omega_i\mathbf{k}_i, \quad (4.2)$$

sendo θ_n ($n = p, s$ e i) o ângulo entre um dos feixes o eixo óptico do cristal. A condição de casamento de fase exige então um corte cristalino específico para cada frequência do feixe de bombeamento e direções dos feixes gerados. O uso inapropriado de cristais leva à uma ineficiência no processo de geração de fótons gêmeos. Há também duas maneiras de satisfazer a condição de casamento de fase, conhecidas como tipo I e tipo II. No casamento tipo I, os fótons são emitidos em forma de cones concêntricos a partir do cristal, sendo que cada abertura diferente representa uma frequência diferente, e ademais as polarizações dos fótons são iguais e ortogonais à do feixe de bombeamento. Já no tipo II, os feixes de fótons possuem polarizações ortogonais entre si, sendo que um deles coincide com a polarização do feixe de bombeamento. Além disso, os cones dos fótons *signal* e *idler* não são concêntricos. Para melhorar a visualização do processo, a figura 4.2 mostra um corte

¹Há uma incerteza na largura temporal, nesse processo o material se comporta como uma espécie de filtro de banda estreita [7]

transversal dos cones a uma distância afastada do cristal para os dois tipos de casamento de fase. Símbolos iguais representam pares gerados simultaneamente.

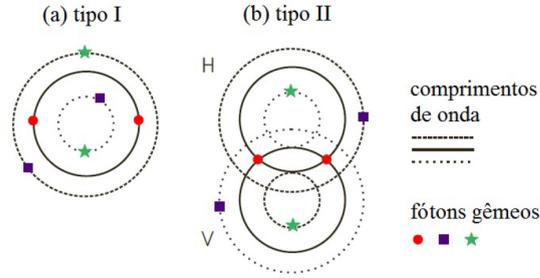


FIGURA 4.2: Corte transversal do cone onde se encontram os fótons convertidos durante: a) Casamento de fase tipo I. b) Casamento de fase tipo II [47].

Como foi dito anteriormente os fótons gêmeos que são criados estão intrinsicamente emaranhados. Presente em todos os pares, está o emaranhamento *energia-tempo* [48], porém não necessariamente se limita a apenas um grau de liberdade. Podemos também observar pares de fótons emaranhados em *momento linear*, *polarização* [49] e *momento angular orbital* [50].

Para descrevermos o estado dos fótons gêmeos vamos considerar o Hamiltoniano do sistema como uma interação do campo eletromagnético com o cristal dividido em duas partes. Uma primeira parte, H_0 , consiste da interação linear entre o campo e o meio dielétrico e uma segunda parte, H_I , é a componente da interação não linear de segunda ordem, mais fraca, que será tratada como uma perturbação no sistema.

$$H = H_0 + H_I. \quad (4.3)$$

O Hamiltoniano de interação envolve a susceptibilidade elétrica de segunda ordem do cristal não linear, e os campos presentes,

$$H_I = \frac{1}{2} \int_V \int_0^\infty \int_0^\infty \chi_{ijk}^{(2)}(t', t'') E_i(\mathbf{r}, t) E_j(\mathbf{r}, t - t') E_k(\mathbf{r}, t - t'') d\mathbf{r} dt' dt'', \quad (4.4)$$

sendo V o volume de interação (região iluminada). Para simplificar os cálculos, vamos considerar que a frequência do pump é estreita, os fótons convertidos atravessarão filtros de interferência, de modo que suas frequências sejam bem definidas e os campos possam ser tratados como ondas planas. Desse modo, os operadores de campo elétrico podem ser escritos como:

$$\begin{aligned}
 E(\mathbf{r}, t) &= E^{(+)}(\mathbf{r}, t) + E^{(-)}(\mathbf{r}, t) \\
 &= \frac{1}{\sqrt{V}} \sum_{\mathbf{k}, s} \mathbf{e}_{\mathbf{k}, s} [l(\omega) \hat{a}_{\mathbf{k}, s} e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)} + l^*(\omega) \hat{a}_{\mathbf{k}, s}^\dagger e^{-i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)}], \quad (4.5)
 \end{aligned}$$

sendo

$$l(\omega) = i \left[\frac{\hbar \omega(\mathbf{k}, s)}{2\epsilon_0 \eta^2(\mathbf{k}, s)} \right]^{1/2} G[\omega(\mathbf{k}, s)], \quad (4.6)$$

onde \mathbf{k} é o vetor de onda dentro do cristal, s é a polarização do campo, $\hat{a}_{\mathbf{k}, s}$ e $\hat{a}_{\mathbf{k}, s}^\dagger$ são os operadores destruição e criação, $\mathbf{e}_{\mathbf{k}, s}$ representa o vetor de polarização e $G[\omega(\mathbf{k}, s)]$ a transmitância do filtro de interferência ($G[\omega(\mathbf{k}, s)] = 1$ para o pump). Substituindo esses operadores de campo na equação (4.4), e desprezando os termos que não conservam energia, obtemos

$$\begin{aligned}
 H_I &= \frac{1}{V^{3/2}} \sum_{\mathbf{k}_s, s_s} \sum_{\mathbf{k}_i, s_i} \sum_{\mathbf{k}_p, s_p} l^*(\omega_s) l^*(\omega_i) l(\omega_p) \hat{a}_{\mathbf{k}_s, s_s}^\dagger \hat{a}_{\mathbf{k}_i, s_i}^\dagger \hat{a}_{\mathbf{k}_p, s_p} e^{i(\omega_s + \omega_i - \omega_p)t/2} \\
 &\quad \times [\tilde{\chi}_{ijk}^{(2)}(\mathbf{e}_{\mathbf{k}_s, s_s})_i^* (\mathbf{e}_{\mathbf{k}_i, s_i})_j^* (\mathbf{e}_{\mathbf{k}_p, s_p})_k] \int_V d\mathbf{r} e^{-i(\mathbf{k}_s + \mathbf{k}_i - \mathbf{k}_p) \cdot \mathbf{r}} + H.C. . \quad (4.7)
 \end{aligned}$$

Desta vez, os subíndices s , i , p representam os campos signal, idler e pump, respectivamente, e

$$\tilde{\chi}_{ijk}^{(2)} \equiv \chi_{ijk}^{(2)}(\omega_p = \omega_s + \omega_i) + \chi_{ijk}^{(2)}(\omega_s = \omega_p - \omega_i) + \chi_{ijk}^{(2)}(\omega_i = \omega_p - \omega_s), \quad (4.8)$$

sendo

$$\chi_{ijk}^{(2)}(\omega = \omega' + \omega'') = \int_0^\infty \int_0^\infty dt' dt'' \chi_{ijk}^{(2)}(t', t'') e^{-i(\omega' t' + \omega'' t'')}. \quad (4.9)$$

Nota-se que no operador Hamiltoniano, que os fótons signal e idler são criados juntamente com a aniquilação do fóton do pump.

Suponhamos agora que em um determinado tempo $t = 0$, o estado inicial seja dado pelo vácuo ($|\Psi(0)\rangle = |vac\rangle$). Para obter então o estado convertido pelo cristal, ligamos o laser de bombeamento e observamos como o estado evolui

$$|\Psi(t)\rangle = U(t, 0)|vac\rangle, \quad (4.10)$$

onde $U(t, 0)$ é o operador de evolução temporal. O operador evolução será dado pelo hamiltoniano de interação, que expandido até a primeira ordem será:

$$U(t, 0) = e^{\frac{1}{i\hbar} \int_0^t dt' H_I(t')} = \mathbb{I} + \frac{1}{i\hbar} \int_0^t dt' H_I(t'), \quad (4.11)$$

sendo que a identidade representa a não criação de fótons durante a interação, e o segundo termo, a geração de pares de fótons. Termos de ordem maiores descreveriam a geração de mais de um par simultaneamente, mas como não estamos interessados nesse caso no momento, vamos desprezá-los. Então, substituindo o hamiltoniano no segundo termo da expansão do operador evolução, obtemos

$$\begin{aligned} \int_0^t dt' H_I(t') &= \frac{t}{2V^{\frac{3}{2}}} \sum_{\mathbf{k}_s, s_s} \sum_{\mathbf{k}_i, s_i} \sum_{\mathbf{k}_p, s_p} l^*(\omega_s) l^*(\omega_i) l(\omega_p) \hat{a}_{\mathbf{k}_s, s_s}^\dagger \hat{a}_{\mathbf{k}_i, s_i}^\dagger \hat{a}_{\mathbf{k}_p, s_p} e^{i(\omega_s + \omega_i - \omega_p)t/2} \\ &\times [\tilde{\chi}_{ijk}^{(2)}(\mathbf{e}_{\mathbf{k}_s, s_s})_i^* (\mathbf{e}_{\mathbf{k}_i, s_i})_j^* (\mathbf{e}_{\mathbf{k}_p, s_p})_k] \operatorname{sinc} \left[(\omega_s + \omega_i - \omega_p) \frac{t}{2} \right] \\ &\times \prod_{m=1}^3 \operatorname{sinc} \left[(\mathbf{k}_s + \mathbf{k}_i - \mathbf{k}_p)_m \frac{lm}{2} \right] e^{-i(\mathbf{k}_s + \mathbf{k}_i - \mathbf{k}_p) \cdot \mathbf{r}_0} + H.C.. \end{aligned} \quad (4.12)$$

Esse resultado não é muito conveniente de se trabalhar devido à sua complexidade. Por esse motivo, e por motivos físicos, podemos fazer uma série de aproximações que simplificam a expressão (4.12) e torna mais direto o resultado da conversão. Listamos as aproximações abaixo.

- a) O tempo de interação é longo o suficiente tal que $\operatorname{sinc} \left[(\omega_s + \omega_i - \omega_p) \frac{t}{2} \right]$ não é desprezível quando $\omega_s + \omega_i = \omega_p$.
- b) Pelas propriedades do laser e pela presença de filtros de interferência, os feixes sinal, idler e pump são aproximadamente monocromáticos e possuem polarizações bem definidas.
- c) O cristal se encontra no centro de origem do sistema ($\mathbf{r}_0 = 0$) e o feixe de laser propaga na direção z .
- d) Os termos $l(\omega)_n$ ($n = s, i, p$) e $\tilde{\chi}_{ijk}^2$ variam lentamente com a \mathbf{k}_n , de modo que possam ser considerados constantes no intervalo de \mathbf{k}_n analisado.
- e) O feixe do pump pode ser tratado classicamente devido à sua alta intensidade se comparado com os fótons convertidos. Dessa forma substituímos o operador destruição $\hat{a}_{\mathbf{k}_p}$ por $v(\mathbf{k}_p)$, a amplitude do feixe de bombeamento.

f) O volume de quantização é grande o suficiente para que possamos substituir os somatórios por integrais.

g) A detecção dos fótons convertidos se dá próximo ao eixo z , de modo que $|q| \ll |\mathbf{k}|$, ou seja a magnitude da componente transversal é muito menor do que a do próprio vetor de onda. Essa aproximação é chamada de aproximação paraxial. O cristal será considerado longo o suficiente nas direções X e Y , tal que contém o perfil transversal do laser.

h) As dimensões transversais do cristal serão consideradas, então, infinitas tal que $\text{sinc}[(\mathbf{k}_s + \mathbf{k}_i - \mathbf{k}_p)_m \frac{L}{2}] \approx \delta(\vec{q}_s = \vec{q}_i = \vec{q}_p) \text{sinc}[(k_s + k_i - k_p)_m \frac{L}{2}]$, sendo L o comprimento longitudinal do cristal.

A partir dessas condições, a equação (4.12) pode ser reduzida para [46]

$$\int_0^t dt' H_I(t') = \gamma \int_{\Omega} d\mathbf{q}_s \int_{\Omega} d\mathbf{q}_i v(\mathbf{q}_s + \mathbf{q}_i) \hat{a}^\dagger(\mathbf{q}_s) \hat{a}^\dagger(\mathbf{q}_i) + H.C., \quad (4.13)$$

onde γ é uma constante que engloba todas as outras constantes e $v(\mathbf{q})$ é o espectro angular do feixe de bombeamento em $z = 0$, ou seja, a transformada de Fourier do perfil transversal do *pump* em $z = 0$. Utilizando (4.13) nas eq.(4.10), obtemos o estado gerado pela conversão paramétrica descendente como sendo

$$|\Psi\rangle = |vac\rangle + \gamma \int_{\Omega} d\mathbf{q}_s \int_{\Omega} d\mathbf{q}_i v(\mathbf{q}_s + \mathbf{q}_i) |1\mathbf{q}_s\rangle |1\mathbf{q}_i\rangle, \quad (4.14)$$

onde $|1\mathbf{q}_n\rangle$ representa o estado de Fock para um fóton no modo $n = s, i$.

Poderíamos parar por aqui, uma vez que vemos que a CPD gera pares de fótons correlacionados, o que já é útil em diversas aplicações, mas iremos um pouco mais adiante e vamos ver os efeitos de adicionar uma lente ao feixe de bombeamento. Uma vez que as contas serão similares, deixo a cargo do leitor acompanhar os longos cálculos com base em [51].

Entretanto, adianto alguns pontos, como por exemplo, o Hamiltoniano de interação terá a seguinte forma

$$\begin{aligned} H_I \propto & \int d^3\mathbf{k}_s \int d^3\mathbf{k}_i \int d^3\mathbf{k}_p \hat{a}_{\mathbf{k}_s}^\dagger \hat{a}_{\mathbf{k}_i}^\dagger \hat{a}_{\mathbf{k}_p} e^{i(\omega_s + \omega_i - \omega_p)t} \\ & \times \int_V d\mathbf{r} e^{-i(\mathbf{k}_s + \mathbf{k}_i - \mathbf{k}_p) \cdot \mathbf{r}} e^{\frac{\sigma_p^2}{2}(\mathbf{k}_{s\perp} + \mathbf{k}_{i\perp})^2} + H.C., \end{aligned} \quad (4.15)$$

quando o feixe de bombeamento tem a forma de uma onda esférica dentro do cristal, na aproximação paraxial e de cristal fino. A onda esférica dentro do cristal é produzida ao se utilizar uma lente de foco ‘ f ’ a uma distância ‘ d ’ da parte frontal do cristal que gera os pares de fótons gêmeos. Vemos na eq.(4.15), que no termo que levaria à conservação do momento (vetor \mathbf{k}), aparece um termo do tipo de onda esférica $e^{\frac{\sigma_p^2}{2}(\mathbf{k}_{s\perp} + \mathbf{k}_{i\perp})^2}$, onde $\sigma_p^2 \approx \frac{c}{\omega_p} \left(d - f - i \frac{\lambda_p}{\pi \omega_0^2} f^2 \right)$ [51]. Isso quer dizer que apenas manipulando o perfil do feixe de bombeamento, conseguimos manipular as direções de saída dos fótons gêmeos. Isso pode ser visto também na equação (4.14), já que $v(\mathbf{q})$ é o espectro angular do feixe de bombeamento, que é transferido para o estado de dois fótons, modificando a correlação espacial dos fótons gerados na CPD [52]. Veremos que esse simples efeito vai ter sérias consequências no comportamento dos fótons ao longo do experimento.

Outro ponto de interesse é a obtenção da taxa de coincidências com a presença da lente no feixe de bombeamento. A taxa de coincidências é calculada em função das posições transversais dos detectores *signal* e *idler* (\vec{r}_s e \vec{r}_i), supostos pontuais [51]. Pittman e co-autores concluem que a máxima correlação entre os pares de fótons ocorre quando

$$\frac{\lambda_p}{Z_s \lambda_s} + \frac{\lambda_p}{Z_i \lambda_i} = \frac{1}{f - d}, \quad (4.16)$$

onde λ_n ($n = p, s, i$) é o comprimento de onda dos feixes de bombeamento, *signal* e *idler*, Z_s (Z_i) é a distância entre o detector D_s (D_i) e o cristal. Note que essa relação lembra muito a de um espelho esférico usado na óptica geométrica. Veremos que isso não é apenas uma coincidência, mas nos permite desenvolver uma interpretação a respeito do comportamento dos fótons gêmeos que será usada para explicar o fenômeno que descreverei experimentalmente na seção 4.3.

4.2 Técnica dos raios reversos

Vamos começar descrevendo o caso degenerado, onde $\lambda_s = \lambda_i = 2\lambda_p$. Imediatamente vemos que a equação (4.16) toma a forma conhecida usada em espelhos esféricos na óptica geométrica

$$\frac{1}{Z_s} + \frac{1}{Z_i} = \frac{2}{R}, \quad (4.17)$$

com $R \equiv f - d$. Dado um Z_s , existe uma posição Z_i para qual a ‘imagem’ se encontrará bem nítida. Neste caso a ‘imagem’ é o perfil transversal dos pares de fótons detectados em coincidência pelos dois detectores (ficará claro mais a frente). Para explicar um pouco

melhor como funciona esse processo, vamos comparar os casos do *pump* de ondas planas com o *pump* focalizado. No caso de ondas planas (Fig. 4.3(a)) \mathbf{k}_p está sempre na direção z (direção de propagação do feixe) independente de onde incidir no cristal não linear para gerar pares. Os fótons *signal* convertidos ao longo do cristal (3 pontos de ‘nascimento’ mostrados na figura) tem uma certa probabilidade de ser detectado no ponto ‘P’. Pela conservação de momento os seus pares (*idler*) propagarão dos pontos de nascimento em ângulos simétricos em relação à direção \mathbf{k}_p , de modo que ao observarmos o padrão de coincidências², não veremos nada em específico, a imagem estará completamente borrada. Nas contagens de coincidência, a imagem do ponto ‘P’ terá uma largura grande no lado *idler* (Fig. 4.3(a)). Entretanto, ao adicionarmos a lente, considerando os mesmos pontos de geração para os fótons gêmeos, vemos que o *pump* sempre aponta para o centro de curvatura C, fig. 4.3(b).

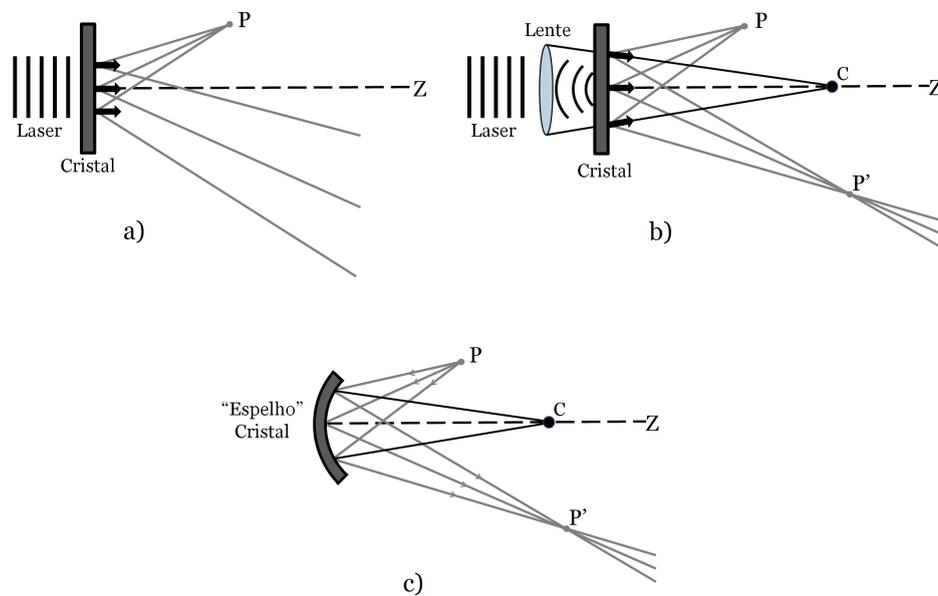


FIGURA 4.3: Posição dos fótons *idler* dado que os *signal* atingem o ponto P, para os casos do *pump*: a) Ondas planas b) Ondas esféricas c) Raios reversos.

Desse modo, ao observarmos novamente os pares dos fótons que incidem no ponto ‘P’, veremos que a sua imagem no plano do detector *idler* é tal que os feixes que saem dos pontos de nascimento do cristal, não mais divergem, mas se cruzam em ‘P’’. Assim podemos definir um ‘plano focal do bifóton’. Não apenas isso, mas o comportamento das contagens em coincidência é exatamente igual ao que veríamos se substituíssemos os fótons que chegam no ponto P por uma fonte de luz e o cristal por um espelho esférico! (Fig. 4.3(c)). Por isso essa técnica de análise do fenômeno óptico com os pares de fótons

²A diferença entre um padrão simples e um padrão em coincidências foi explicado no fim do capítulo 3, mas aqui quando realizamos uma contagem em coincidências (quando ambos os fótons chegam no detector dentro do intervalo t_{Gate} (‘ao mesmo tempo’)) a correlação da CPD gera alguns efeitos que pelas contagens simples não percebemos. O termo padrão é usado em laboratórios para descrever a varredura de um detector, de modo a captar as contagens em função da posição

é chamada de raios reversos, e sua descrição matemática rigorosa pode ser encontrada na teoria por Função de Green avançada, ou onda avançada [53, 54].

Enquanto os padrões da óptica geométrica podem ser observados em uma tela ou com um detector simples, os padrões de dois fótons apenas são obtidos via contagens em coincidência, enfatizando seu caráter quântico. Para provar esse argumento, foi feito um experimento [51], onde um laser é focalizado em um plano após o cristal não linear BBO tipo II, e os fótons convertidos são separados por um divisor de feixes polarizado (PBS). Um dos fótons incide em um objeto e é depois focalizado em um detector de grande abertura (detector balde) à uma distância Z_1 do cristal, enquanto o plano focal de seu par (à uma distância Z_2) é varrido por um detector pontual. Uma cruz assimétrica foi utilizada no experimento como objeto por sua simplicidade e fácil orientação. Os resultados foram bem condizentes. Como podemos ver na figura 4.4(a) quando não há a presença da lente do *pump*, a imagem não é formada. Ao adicionar-se a lente que foca o feixe de laser de bombeamento em um ponto após o cristal, observa-se a formação da imagem invertida do objeto (Figura 4.4(b)).

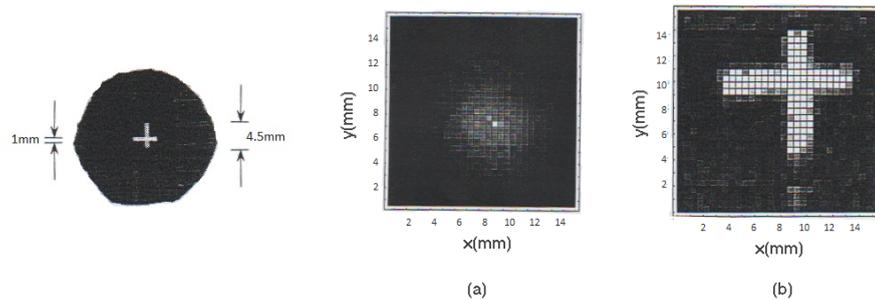


FIGURA 4.4: Imagem real do objeto e Imagens do objeto no plano do detector *idler* quando: a) Sem a lente do *pump*. b) Com a lente do *pump* focalizando em um ponto após o cristal [51].

Para o caso de quando os fótons convertidos são não-degenerados, a relação (4.16) depende também dos comprimentos de onda dos fótons e portanto (4.17) não pode ser obtida. Entretanto, ao reescrevermos (4.16) na forma

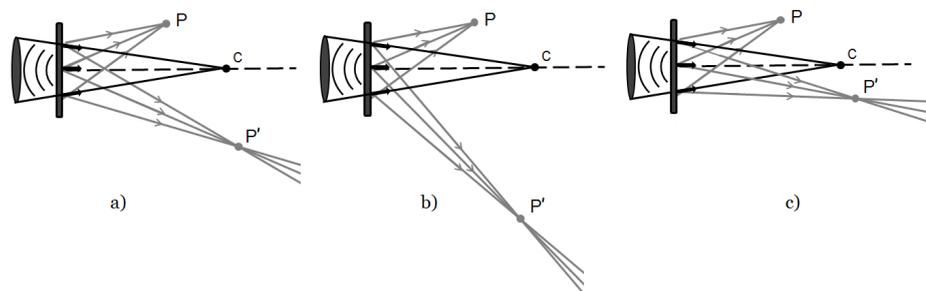


FIGURA 4.5: Posição de formação de imagens dos fótons *idler*, dado que os signal atingem o ponto P, para os casos: a) Degenerado. b) $\lambda_i > \lambda_s$. c) $\lambda_i < \lambda_s$ [51].

$$\frac{1}{Z_s(\frac{\lambda_s}{\lambda_p})} + \frac{1}{Z_i(\frac{\lambda_i}{\lambda_p})} = \frac{1}{R}, \quad (4.18)$$

fica ligeiramente mais claro que as distâncias Z 's não mais serão fixas, mas dependerão dos comprimentos de onda dos fótons gêmeos. Podemos inferir pela eq. (4.2) que ao sair do cristal os ângulos dos gêmeos são dependentes da razão entre seus comprimentos de onda ($\theta_s \approx \frac{\lambda_s}{\lambda_i} \theta_i$). Isso pode ser visto na figura 4.5 onde podemos ver os três casos possíveis. Geometricamente isso quer dizer que o ângulo de reflexão do espelho depende do comprimento de onda.

Aproveitando a ideia de teoria de raios reversos, se pode realizar um experimento análogo e observar a formação de uma imagem usando os fótons correlacionados. Esse experimento é útil, pois a sua implementação experimental é significativamente mais simples. Vamos começar removendo a lente do pump ('transformando' o cristal de um espelho esférico para um espelho plano) e movendo-a para o caminho de um dos fótons gerados (fig. 4.6(a)). Ao olharmos cada par separadamente (sem aplicar a teoria dos raios reversos), seríamos compelidos a pensar que um deles passa pelo objeto sobre o efeito da lente, e o outro diverge, como visto previamente. Porém, devido à correlação entre os pares convertidos, vemos que as coisas não são tão simples como parecem. Ao invés de tentar adivinhar o que acontecerá, vamos aplicar diretamente os raios reversos e ver o que acontece. A figura 4.6 nos mostra que haverá de fato uma formação de imagem em algum ponto! Isso quer dizer que ao olharmos as contagens em coincidência, veremos a imagem de um objeto. Isso pode não parecer muito surpreendente, mas ao olharmos com cuidado o que está acontecendo, veremos que há a formação de uma imagem em um dos detectores que originalmente não estava no caminho dessa imagem. Este fenômeno é conhecido como imagem fantasma [55].

Devido ao grande interesse desses fenômenos, os estudos sobre imagens fantasmas não pararam por aí. Gatti [56] e Shih [57] (e colaboradores) estudaram o fenômeno de imagens fantasmas usando um feixe de luz pseudo-térmico, baseado em correlações clássicas. Esse foi um avanço na área, pois trabalhar com fótons gêmeos requer fontes mais caras. Posteriormente, foi mostrado por Shapiro et al. [58] que a função de correlação de segunda ordem de ambos os casos (que como visto no capítulo de teoria de detecção leva à taxa de coincidências) é extremamente similar. À parte da fonte, o experimento continuou basicamente o mesmo. Alguns anos depois, Shih e pesquisadores do exército norte americano estudaram o fenômeno usando a luz refletida pelo objeto [59], aumentando as possíveis aplicações ainda mais, uma vez que o objeto não mais necessita ser pequeno e fino. Com o intuito de levar essa tecnologia para fora dos laboratórios, testaram também a robustez do fenômeno em meios turbulentos, de modo a simular a atmosfera [59, 60]. Em outro

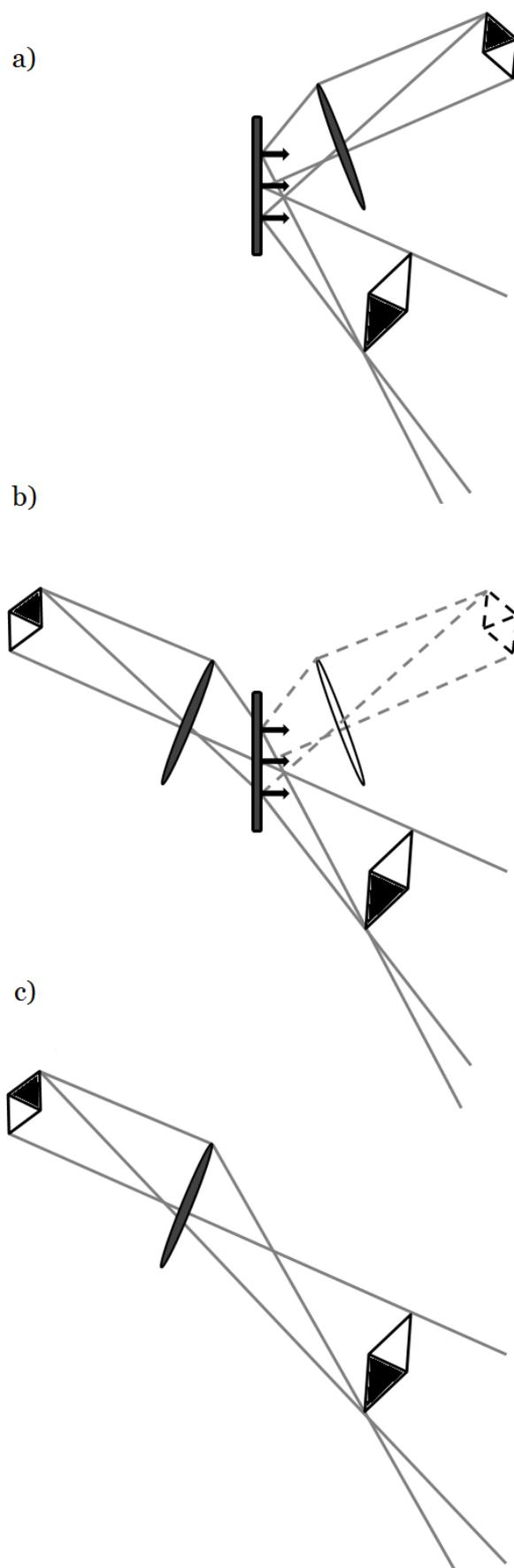


FIGURA 4.6: Esquema dos raios reversos para o caso da lente após o cristal. As figuras b) e c) mostram de uma maneira mais visual o que acontece em a) [51].

avanço Bromberg [61] e Meyers et al. [62] realizaram um experimento utilizando um feixe de laser, um modulador espacial de luz (SLM) e apenas um detector balde, que capturava a luz refletida pelo objeto a ser estudado. O fenômeno ficou conhecido como imagem fantasma computacional, e a imagem pode ser reconstruída relacionando os padrões do SLM, com as contagens do detector, figura 4.7.

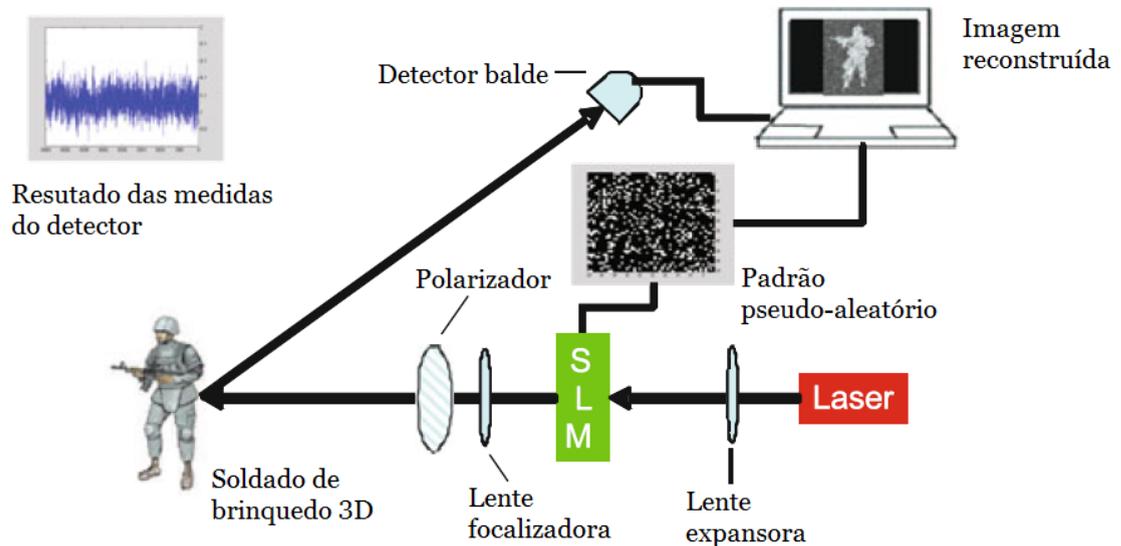


FIGURA 4.7: Setup usado em imagens fantasmas computacionais. Um feixe de laser passa por um modulador espacial de luz, atinge o objeto e a luz refletida é capturada por um detector balde. As contagens são relacionadas aos padrões do modulador para que a reconstrução do objeto possa ser feita. [62]

A seguir vamos estudar alguns experimentos envolvendo esse efeito [26, 58, 63].

4.3 Experimento com CCD para contagem de fótons

Os experimentos a seguir são extremamente parecidos com os esquemas mostrados teoricamente acima, uma vez que visam confirmar o princípio de formação da imagem fantasma. No entanto o interesse está no uso de CCD's para contagem de fótons. Discutirei o experimento e os resultados obtidos por Morris et al. [26]. Um laser de bombeamento (355nm) incide em um cristal β -borato de bário (BBO) (3mm) tipo I gerando pares quase colineares de fótons *signal* e *idler*, selecionados por filtros de interferência para o caso degenerado (710nm). Os feixes convertidos são separados por um divisor de feixes (BS) e lentes, são posicionadas nos caminhos cristal-objeto e cristal-CCD de modo a sempre formar imagem. Veremos o que acontece quando colocamos o objeto (fendas triplas) em cada um dos braços (Fig. 4.8). Note que é necessário um atraso no braço da CCD para que seja possível a detecção dos pares de fótons. Em outras palavras, a câmera só registra o fóton *signal* se seu par *idler* detectado pelo APD gerar um pulso elétrico capaz

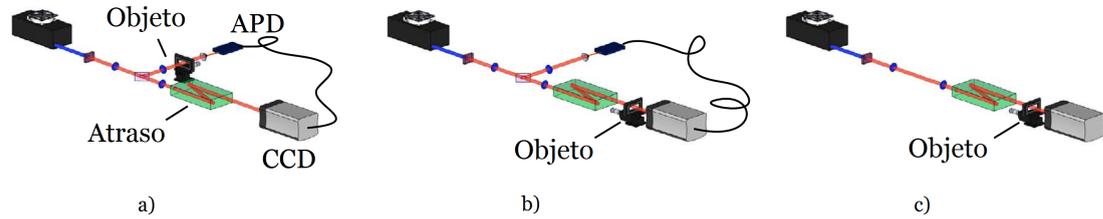


FIGURA 4.8: Um laser gera pares de fótons gêmeos a partir de um cristal BBO. O atraso é necessário para compensar o tempo de atraso da eletrônica interna do trigger da CCD. O objeto é posicionado em: a) no braço do detector de trigger. b) em frente à CCD (com trigger). c) em frente à CCD (sem trigger) [26].

de habilitar a janela temporal de detecção da câmera no tempo em que este sensibilizar a CCD. Este atraso é necessário devido ao tempo de leitura e processamento da eletrônica da câmera. Tendo isso em mente, o processo de atraso do feixe é construído de maneira a preservar a imagem que a câmera observaria caso o sinal eletrônico fosse instantâneo. Antes de descrever os eventos ocorridos, quero frisar que o detector que funciona como trigger não obtém informação espacial sobre por qual parte do objeto o fóton passa, ele apenas nos indica se há passagem ou não. Antes do APD, há uma lente que focaliza todos os fótons transmitidos pelo objeto ao detector (Fig. 4.8a)). Em momento algum é varrido ou movido.

No primeiro caso, o objeto a ser analisado é colocado no caminho em que a CCD não se encontra. Esse é um dos casos mais interessantes, pois veremos que a CCD registra a imagem, mesmo que o fóton que incide sobre o objeto não tenha interagido com o mesmo. A CCD é utilizada para detectar a imagem fantasma. A figura 4.9(a) mostra claramente esse resultado. Outro ponto interessante de se observar é que a CCD exibe o padrão de coincidências quando operada com algo que funcione como trigger. A parte de baixo da figura 4.9(a) representa as contagens sobre a linha tracejada (ou seja, o que veríamos se substituíssemos a CCD por um detector pontual e observássemos as coincidências se o varrermos em uma linha). Se aplicarmos a teoria dos raios reversos nesse caso, vemos que o setup é resumido à um feixe sendo incidido sobre uma fenda tripla e sua imagem refletida em diversos planos, até finalmente ser projetada na CCD.

Nos casos em que o objeto se encontra no braço da câmera, figura 4.8(b, c), e portanto a imagem é diretamente detectada, vemos que há uma grande diferença quando a imagem detectada consiste somente de pares correlacionados ou não, figura 4.9(b, c). Essa diferença de visibilidade se dá pelo fato de sabermos se haverá um fóton na imagem (caso b), ou se as imagens serão obtidas com fótons não transmitidos pelo objeto (caso c). Neste último caso, a maior parte dos quadros obtidos será composta de ruído apenas e não fótons correlacionados, por isso a relação entre sinal e ruído é muito baixa. Essa é uma maneira útil de reduzir a taxa de ruído das medidas.

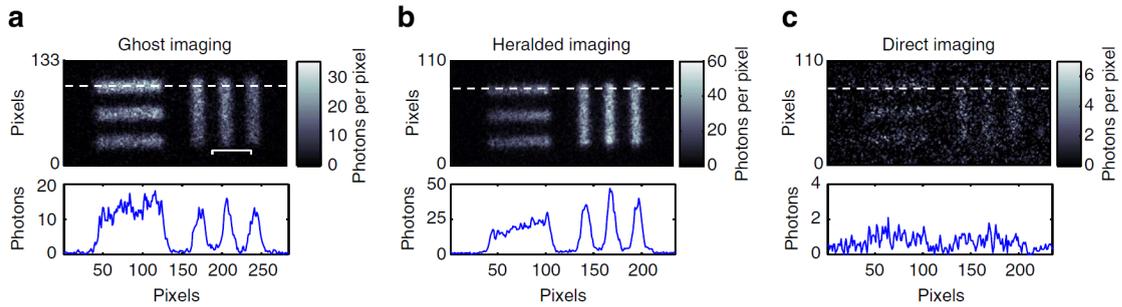


FIGURA 4.9: Imagens obtidas quando analisamos: a) Imagem fantasma. b) Imagem enunciada. c) Imagem direta. Os gráficos abaixo das medidas registram o número de fótons em função da posição dos pixels na linha pontilhada [26].

Uma das vantagens de se usar a imagem fantasma à imagem direta, é a otimização do sistema. Isso porque normalmente a eficiência das CCD's não é superior a 50%³, e ao colocarmos um objeto no caminho, a chance de detecção se reduz. Inicialmente isso pode não parecer um problema, mas levando em conta que o tempo de exposição da câmera é da ordem de $\approx 10\text{ns}$ (tempo de correlação dos fótons gêmeos da ordem de 100 fs [7]), e que são necessários milhares de quadros para a reconstrução de uma imagem, cada fóton detectado conta. Imagens fantasmas possuem certo potencial para serem aplicados em biologia, pois devido à baixa intensidade dos feixes esse método é não invasivo e não causa danos ou modifica sistemas delicados.

Outra vantagem de aplicação é que podemos realizar outras operações ópticas na imagem mudando a configuração do braço utilizado como trigger, por exemplo adicionando uma lente para fazer a transformada de Fourier do objeto, ou adicionando filtros no sistema. Isso permite que o braço da CCD possa ser sucinto como uma sonda e as operações desejadas, sejam feitas no outro.

³A eficiência depende do tipo de CCD, ICCD's possuem uma baixa eficiência e EMCCD's possuem uma alta eficiência. Logicamente essa diferença de eficiência acarreta na diferença de outros fatores, como por exemplo o tempo mínimo de exposição e a velocidade de captura de quadros (ICCD's possuem um tempo de ns, enquanto o tempo das EMCCD's são ordens de grandezas maior).

Capítulo 5

Testes com a ICCD

Por fim vamos falar sobre alguns testes que já foram feitos com nossa câmera de contagem de fótons, e abordar alguns outros que também seriam interessantes de serem realizados, para que ela possa ser utilizada ao seu potencial máximo nos experimentos futuros.

5.1 Testes com a CCD

Como meu objetivo é a utilização da CCD no laboratório, nada mais natural do que apresentá-la aos leitores.

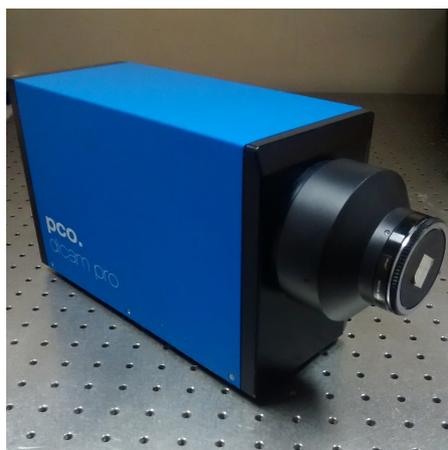


FIGURA 5.1: Câmera intensificadora de contagem de fotos Dicam Pro.

Seu modelo é Dicam Pro da marca PCO, e sua classe real é uma ICCD (CCD intensificadora)¹. Seu fotocátodo é composto de GaAs que permite observar frequências de 370-920nm, mas sua eficiência máxima de $\approx 25\%$ está na região entre 550-850nm. Sua tela possui uma resolução de 1280 x 1024 pixels, cada um com $6,7 \times 6,7 \mu^2 m$ totalizando em uma área de $8,6 \times 6,8 mm^2$. Refrigerada por um sistema de peltier de dois níveis e um jato de ar, a temperatura de operação é de $-12^\circ C$. Possui dois mecanismos de ativação de trigger, por sinal

¹Isso é importante pois existe outra classe chamada de EMCCD (eletro-multiplicadora CCD). Comparativamente EMCCD's possuem uma eficiência quântica muito superior às ICCD's podendo chegar até 90% para objetos intensos, embora em ambientes de baixa luz, as ICCD's se comportam melhor. Porém, a taxa de ruído presente nas imagens da EMCCD é consideravelmente maior e não possui a capacidade de detecção em ns [64, 65].

elétrico ou sinal óptico. O tempo de exposição regulável nos permite capturar imagens no intervalo de $3ns$ até $1000s$, tornando-a capaz de detectar fótons únicos.

O processo de amplificação e a regulagem do tempo de exposição das ICCD's ocorrem no tubo de intensificação de imagem, figura 5.2. Intensificadoras de imagens foram inicialmente criadas para dispositivos militares de visão noturna, mas com o passar do tempo passaram a fazer parte de aplicações científicas. O tubo de amplificação consiste em um fotocatodo, uma placa de microcanal (MCP), uma tela de fósforo e uma fibra óptica. Fótons incididos sobre o fotocatodo liberam fotoelétrons que são ace-

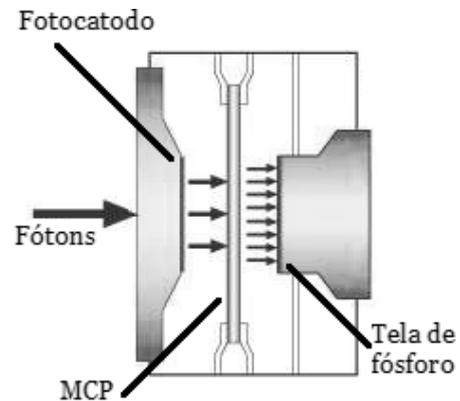


FIGURA 5.2: Composição do tubo de intensificação de imagens de uma ICCD [66].

lerados em direção a MCP por um campo elétrico interno. A MCP é um disco de aproximadamente $1mm$ com canais em formato de colmeia de aproximadamente $6\mu m$ cada, com uma camada de coating resistivo sobre os mesmos. Um grande potencial é aplicado ao longo da MCP ($\approx 1000V$) de modo que o elétrons sejam acelerado ainda mais e liberem elétrons secundários durante sua passagem pelos favos. Esse processo se repete em cascata até que no final da placa haja uma nuvem de elétrons, podendo chegar até 10.000 elétrons. O grau de eletro multiplicação varia de acordo com a voltagem aplicada na MCP, que pode ser controlada manualmente. Esses elétrons multiplicados incidem em uma tela de fósforo que novamente libera fótons. Uma lente projeta a imagem da tela de fósforo na CCD. A resposta espectral das ICCD's dependem principalmente do material do fotocatodo usado no tubo de intensificação. Dependendo da frequência que se deseja observar, diferentes materiais e espessuras são usados. O controle do tempo de exposição é regulado pela aplicação de uma voltagem negativa na MCP, impedindo a ejeção de elétrons, e consequentemente o envio de qualquer sinal para a CCD. Esse tempo pode ser da ordem de $3ns$. Mesmo que a eletrônica não permita um tempo de leitura tão rápido quanto o tempo de exposição, a ICCD nos permite armazenar o resultado de diversos quadros em sequência com o tempo de ns e posteriormente a leitura do resultado (soma dos quadros).

Tendo em vista que queremos aplicar a CCD para a detecção de fótons gêmeos, o primeiro teste, e mais fundamental é saber se ela de fato consegue detectá-los [67, 68]. Para saber se de fato é possível, o experimento mais simples é a partir da conversão paramétrica descendente, detectar o cone de fótons gêmeos. Nosso setup inicial constitui em um laser de bombeamento em $405nm$ incidindo em um cristal não linear BBO, e o resultado sendo detectado pela CCD. Um filtro de interferência na frente da câmera detecta apenas os fótons gêmeos degenerados em $810nm$ (Fig. 5.3). A resposta para a pergunta anterior,

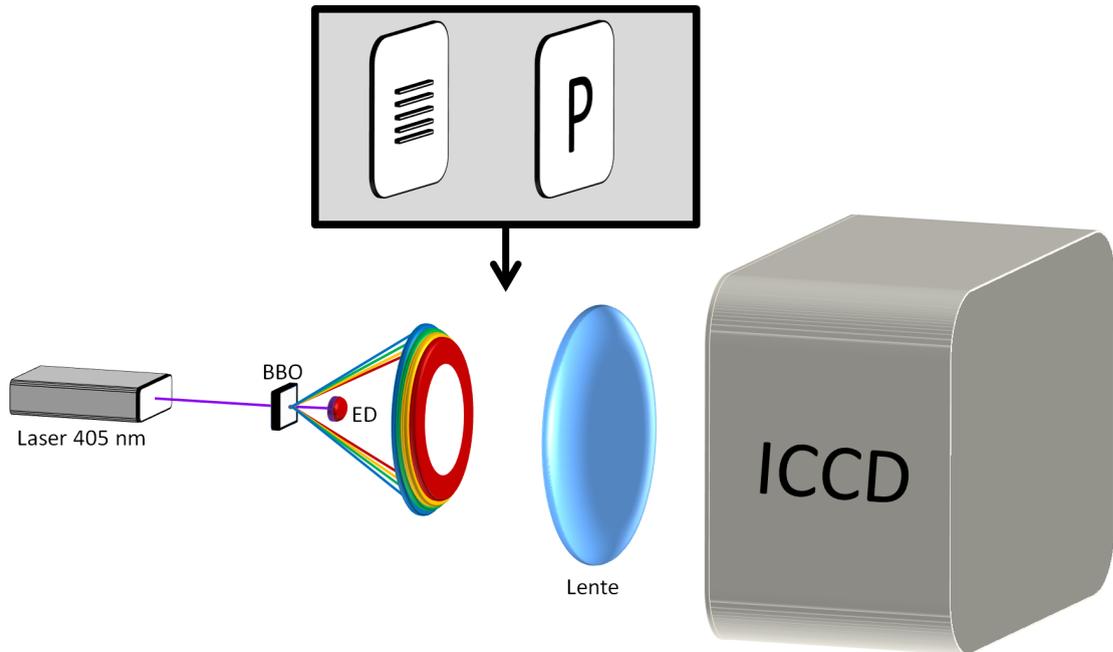


FIGURA 5.3: Laser de 405 nm incide em cristal não linear BBO e gera fótons pela conversão paramétrica descendente tipo I ou tipo II. Fótons foram coletados diretamente pela ICCD. O feixe de bombeamento é barrado por um espelho dicróico. Em algumas imagens o ângulo de casamento de fase foi ajustado para que o feixe saia colinear, e alguns objetos (como fendas ou objetos de amplitude) foram posicionadas no caminho dos fótons. Uma lente é posicionada de modo a coletar a imagem ou a transformada de fourier do cristal ou objeto, dependendo do teste desejado.

de acordo com as suas especificações (B), é sim, mas a intensidade desse feixe é da ordem de picowatt, então seria ela mesmo capaz de detecta-los? Obviamente a resposta é sim, senão não estaria escrevendo esta dissertação, mas de fato foi uma surpresa para todo o grupo ao ver aquela imagem sempre idealizada do cone de fótons gêmeos (Figs 5.4, 5.5).

Sabendo que ela detectou bem os fótons gêmeos, o próximo passo seria começar a testar seus limites.

Primeiramente testaremos o limite temporal, ou seja qual o tempo mínimo que conseguimos ver algo na tela. Bom, isso é simples, uma vez que temos controle do tempo de exposição, podemos varia-lo e ver como as imagens se comportam.

Essa pergunta parecia válida, mas sua resposta não é tão simples como aparenta, pois para determinar o tempo mínimo, dependemos de outros fatores, como a potência do laser e a eficiência da geração. Em alguns casos foi possível observar as gerações de fótons com $10\mu s$, e em outros com $10ms$. O tempo de exposição deve ser ajustado para cada experimento, independentemente.

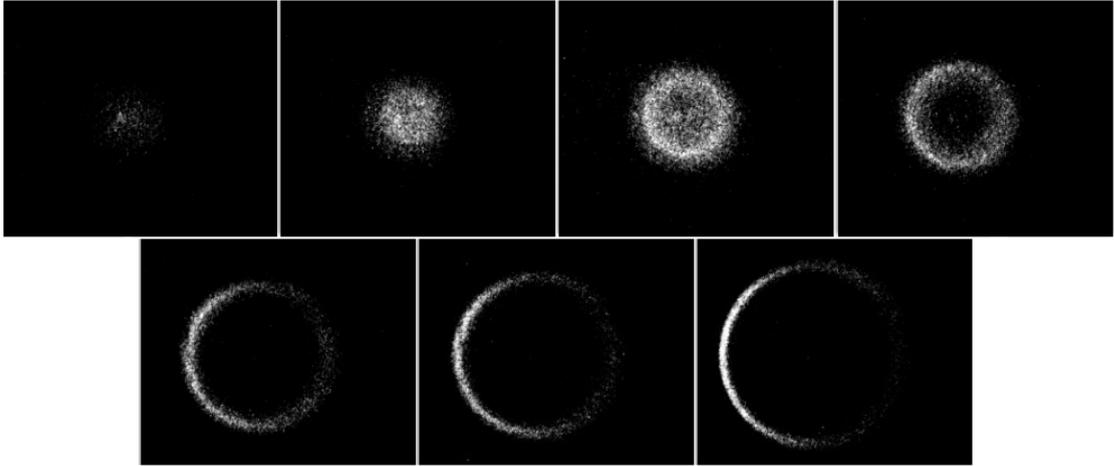


FIGURA 5.4: Foto do anel da CPD de um BBO tipo I em 810nm, para diferentes ângulos de casamento de fase. Estas imagens mostram apenas um quadro (frame) da CCD para um tempo de exposição de 20ms.

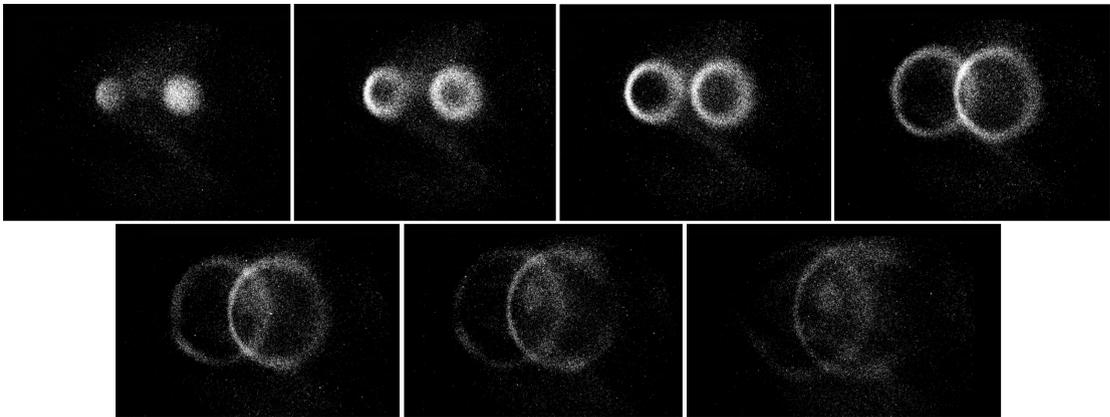


FIGURA 5.5: Foto dos anéis da CPD de um BBO tipo II em 810nm, para diferentes ângulos de casamento de fase. Estas imagens mostram apenas um quadro (frame) da CCD para um tempo de exposição de 20ms.

Entretanto, usando a mesma montagem experimental, variamos o tempo de exposição entre $200\mu s$ até $100ms$ para ver como as imagens se comportam (Fig. 5.6).

Outro limite, muito interessante, é o de detecção de fótons únicos. Para realizar esse tipo de medida, abaixamos o tempo de exposição da CCD para $8ns$ (quase no limite do aparelho) e coletamos uma série de imagens. Claramente não seria possível ver nada em uma única imagem, então tivemos que obter 3000 imagens e sobrepor todas para que algo fosse visto. No entanto, o tempo de exposição não foi tão curto quanto queríamos ($8ns$). Pois sem ter a certeza de medir fótons gêmeos, já que a intensidade do ruído foi tão grande quanto a dos fótons, o tempo teve de ser aumentado para $3\mu s$. Para resolver o problema do ruído, a fonte de fótons únicos deve ser bem confiável; mais a

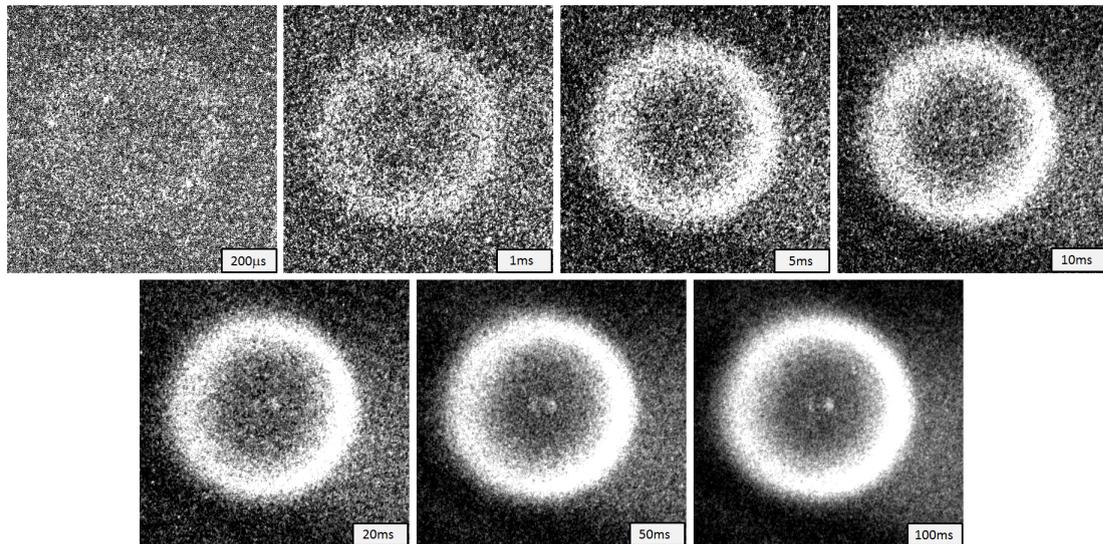


FIGURA 5.6: Foto do anel da CPD tipo I em 810 nm, para diferentes tempos de exposição da ICCD.

frente discutiremos isso. Contudo, os resultados obtidos de uma faixa latitudinal do cone são mostrados na figura 5.7.

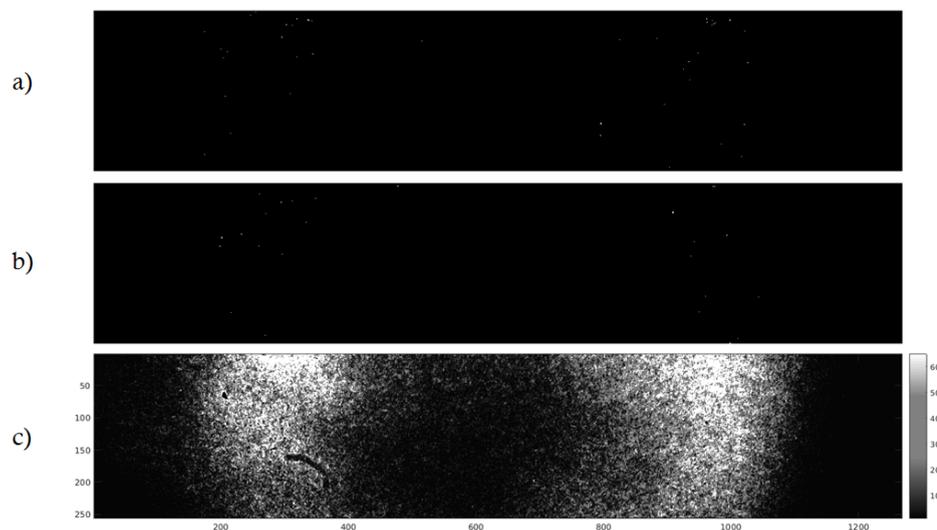


FIGURA 5.7: Imagens de fótons gerados pela CPD tipo I em dois quadros durante $3 \mu s$ (a, b), e o resultado da sobreposição de 3000 quadros (c).

Ainda não satisfeitos, testamos também o limite de resolução. Teoricamente esse limite seria de um pixel, uma vez que cada um se comporta como um detector pontual, mas seria possível diferenciar um pixel do adjacente com grande precisão? De fato é algo de grande importância nos experimentos realizados em laboratório. A maneira mais simples de responder essa pergunta foi variar o tamanho de um objeto de alto contraste até o ponto da diferença entre claro e escuro ser de um único pixel. O objeto mais

abundante em laboratórios de óptica que possuem alto contraste é uma fenda múltipla. Após algumas tentativas, a menor imagem obtida (e não borrada) foi a seguinte:

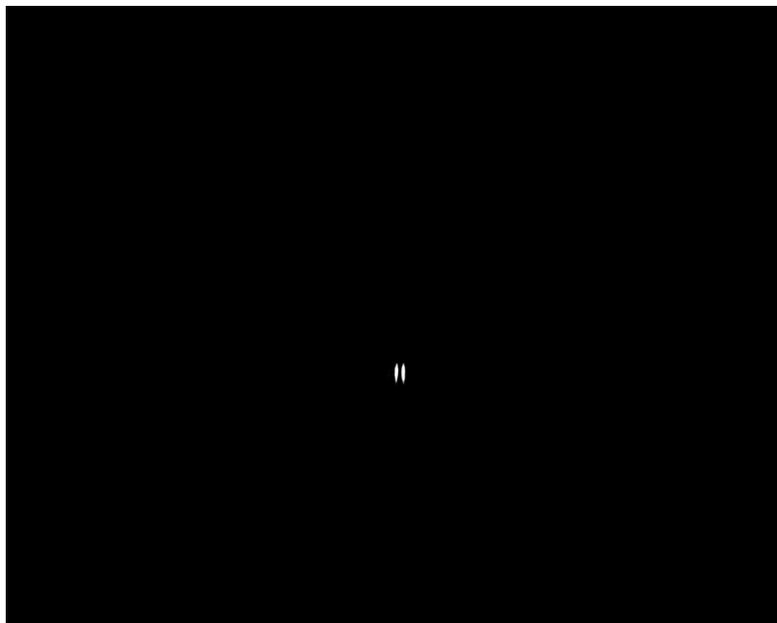


FIGURA 5.8: Menor imagem obtida de uma fenda dupla. Nesse teste, a fenda dupla foi iluminada com um laser em 830 nm atenuado.

Como era de se esperar, teria de ser algo bem pequeno, então daremos um zoom para que possa ser analisada.

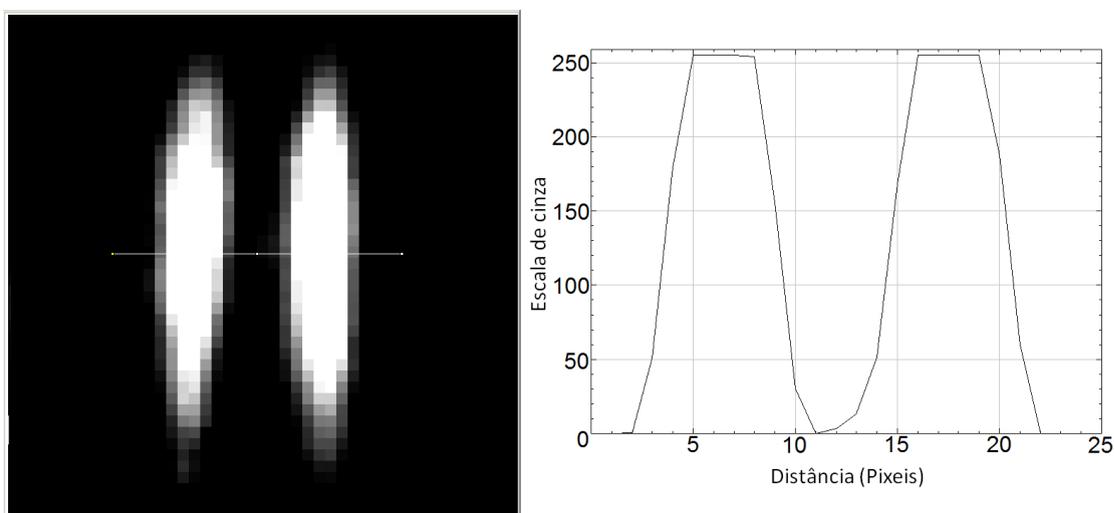


FIGURA 5.9: Ampliação da imagem das fendas (esquerda). Perfil de intensidade por pixel sobre a linha (direita).

Conseguimos diferenciar com clareza os claros e escuros em um intervalo de 2 pixels. Em microns isso equivale a aproximadamente $13\mu m$. Comparativamente, os deslocadores mecânicos mais comuns usados em laboratório possuem um passo mínimo de $10\mu m$, ou seja, um passo equivale a 1.5 pixels. No entanto, a área circular sensível dos nossos

detectores (APD's) tem diâmetro de $175\ \mu\text{m}$. Fendas de $50\ \mu\text{m}$ podem ser utilizadas para aumentar a resolução espacial destes detectores. Essa resolução 'mínima' foi limitada pela imagem, então se melhorarmos a imagem analisada, poderemos ver de fato o limite de um único pixel como resolução mínima.

A seguir mostramos algumas imagens que ficaram boas durante os testes e experimentos realizados com a ICCD. (Fig 5.10)

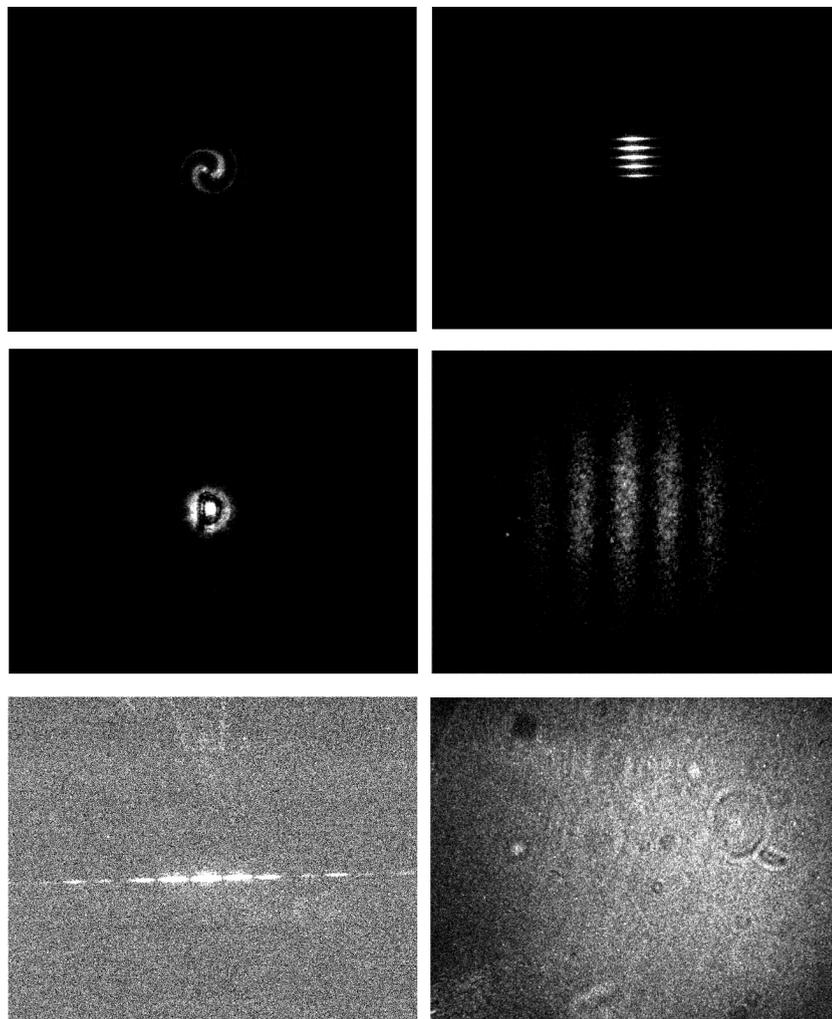


FIGURA 5.10: Imagens e padrões de interferência de diferentes objetos com feixe de fótons gêmeos. Em sequência: Feixe com máscara de momento angular orbital ($0,5\ \text{ms}$); Imagem de uma fenda múltipla ($1\ \text{ms}$); Imagem de uma letra 'p' em um feixe de laser ($1\ \mu\text{s}$); Padrão de interferência obtido com um interferômetro de Michelson ($50\ \text{ms}$); Padrão de interferência de uma fenda dupla ($10\ \text{ms}$); Fungos em uma lâmina de microscópio ($50\ \mu\text{s}$).

Como podem ter percebido, em algumas das imagens, o ruído de fundo é muito menor do que o de outras imagens. Isso se deve não apenas ao tempo de exposição da ICCD, mas também a outro parâmetro explorado que a câmera nos permite controlar, o controle do

preto e branco. As figuras que veremos a seguir são as mesmas imagens repetidamente do cone da CPD tipo I, apenas com tratamentos diferentes 5.11.

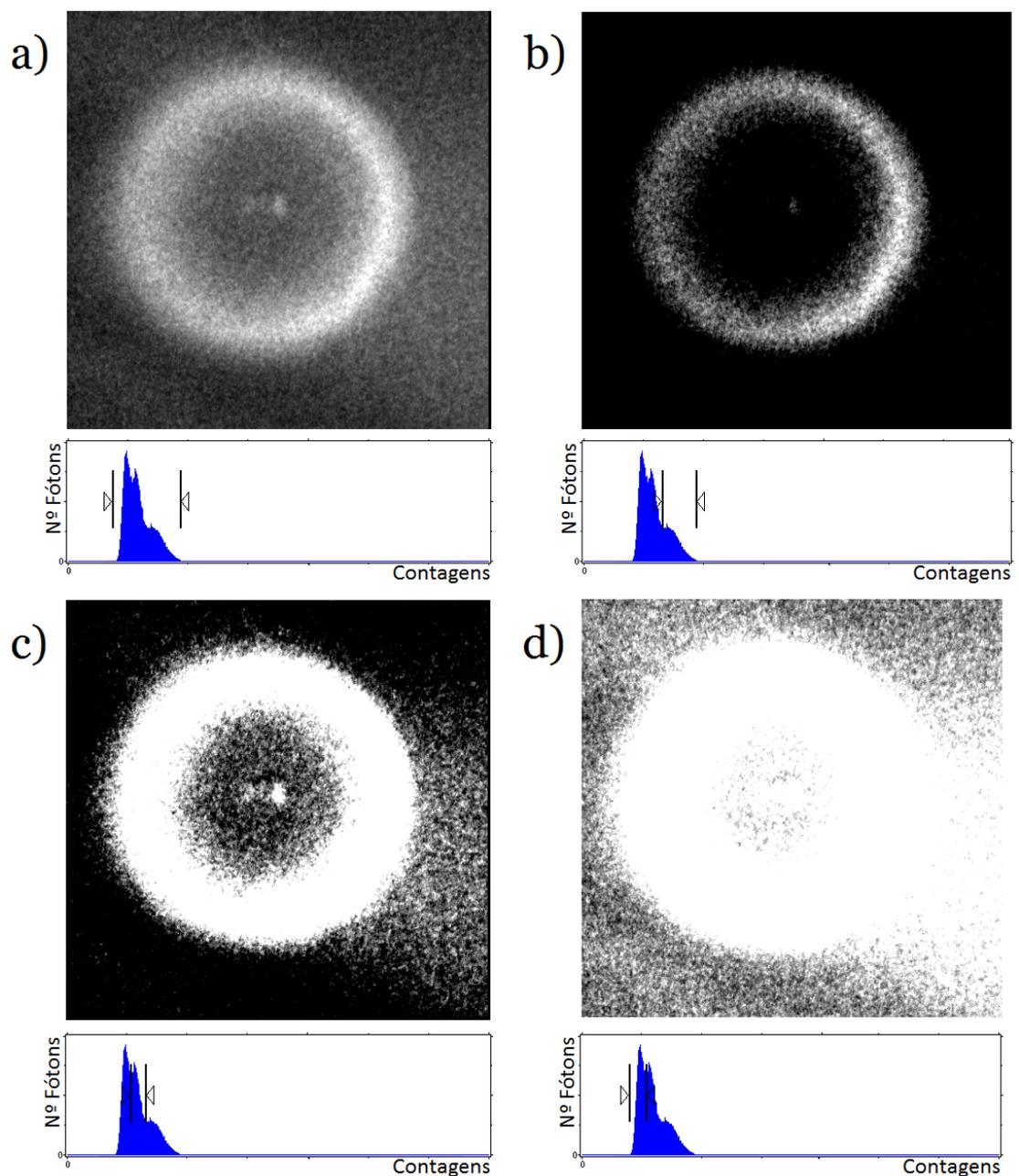


FIGURA 5.11: Mudança da intensidade mínima e/ou máxima dos pixels da câmera para uma mesma imagem do cone da CPD tipo I com 20ms de exposição.

Quando a CCD cria a escala de cinza para gerar a imagem, ela se baseia nos pixels de menor e maior luminosidade. O pixel mais intenso será o 255 (branco) da escala de cinza e o menos intenso será o 0 (preto). Porém podemos manualmente controlar qual pixel será considerado como o zero da escala, assim como também podemos controlar o topo da escala. Nas imagens da figura 5.11 por exemplo, o gráfico da escala abaixo das

figuras representa o histograma da imagem, ou seja, a quantidade de fótons para cada valor de intensidade. Vemos que na figura completa 5.11(a) o histograma possui 3 picos (Gêmeos (à direita), Pump (central) e Ruído (à esquerda)). Ao movermos nosso limite de modo a excluir os picos do pump e do ruído, nossa imagem fica limitada basicamente ao cone dos gêmeos (Fig. 5.11 b). Isso porque abaixo do mínimo tudo é considerado como o '0' da escala de cinza, basicamente excluindo a informação. Já na figura 5.11(c), centralizamos no pico central de modo que o ruído ainda seja excluído, mas o pico do cone fique 'saturado'. Para demonstrar essa saturação, na figura 5.11(d), quase todo o histograma está acima do máximo da escala de cinza, isso quer dizer que a imagem está quase toda saturada. Resumindo, esse recurso é bem útil para imagens com altas intensidades, pois podemos controlar bem o que vemos. Porém quando o tempo de exposição é muito curto e o número de fótons detectados fica próximo ao ruído, não é vantajoso utilizá-lo.

Mediante os sucessos dos testes anteriores, resolvemos utilizar a ICCD em um experimento sobre 'imagens com fótons não detectados' ou de outra forma, imagens com fótons que não interagiram com o objeto. Seu propósito seria substituir um detector que teria de ser varrido em duas dimensões de modo a registrar a imagem de um determinado objeto. O propósito da câmera era justamente substituir o trabalho de varrer o detector exaustivamente, ganhando tempo na obtenção da medição. A versão clássica do experimento de imagens com "fótons não detectados" foi discutida em detalhe na dissertação de Arthur Castro [69]. Já antecipo que ela cumpriu o seu propósito, como veremos abaixo.

Nosso experimento foi motivado pelo artigo 'Quantum imaging with undetected photons' por Lemos et al.[28], no qual os autores afirmam que seu experimento difere de um de imagens fantasmas, pois apenas um dos fótons é detectado, podendo o outro ser descartado (em outras palavras, as detecções não necessitam serem feitas em coincidências). Os autores afirmam que esse fenômeno é puramente quântico. Realizamos um experimento justamente para provar que com campos eletromagnéticos intensos (clássicos) é possível obter um um resultado análogo [69]. A demonstração experimental realizada por Lemos e colaboradores tem um grande potencial, uma vez que a frequência da luz que interage com o objeto não precisa ser igual a dos fótons detectados. Experimentalmente isso é muito vantajoso, pois as frequências podem ser otimizadas para diferentes aplicações. Para provar a veracidade de nossa hipótese, detectamos a imagem de um objeto de fase e um objeto de amplitude com os quais a luz nunca interagiu. Utilizamos para isso a conversão paramétrica descendente estimulada, com o qual é possível gerar feixes de luz coerentes clássicos, e portanto, não mais pares de fótons em um estado emaranhado. Os estados emaranhados dos pares de fótons produzidos por [28] possuem correlações espaciais e de fase. Além de mostrar fundamentalmente que o fenômeno não necessita de um feixe de luz quântica, a versão clássica do experimento possui algumas vantagens

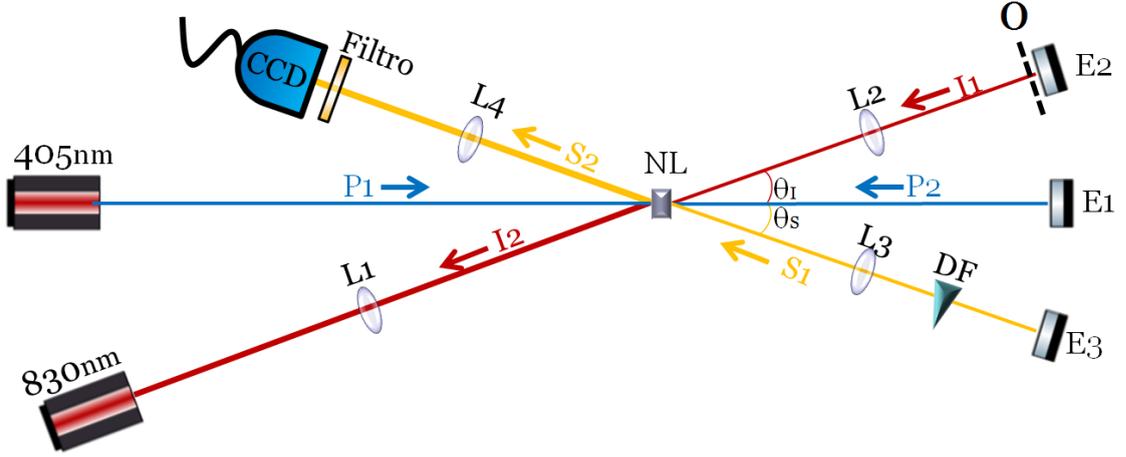


FIGURA 5.12: Arranjo experimental do experimento de imagens quânticas utilizando a conversão paramétrica descendente estimulada. Cristal NL está a uma distância focal da lente L1. CCD está no plano da imagem do cristal NL. Lentes L2 e L3 projetam a imagem de M2 e M1 em NL, respectivamente.

em relação a quântica. Por exemplo: maior robustez do interferômetro para a realização do experimento e as imagens não necessitam ser obtidas com contagem de fóton a fóton.

Fomos capazes também de criar uma montagem experimental compacta usando apenas um cristal não linear BBO de 5 mm tipo I (NL) para gerar duas conversões paramétricas estimuladas (CPDS) em direções opostas, uma gerada com o feixe de bombeamento (laser de 405 nm) incidente e outra, com o feixe de bombeamento refletido (uma conversão na 'ida', outra na 'volta'), chamadas de primeira e segunda geração, figura 5.12. O feixe de bombeamento polarizado horizontalmente possui amplitude $A_1(z; \omega_p)$ na ida e $A_2(z; \omega_p)$ na volta ($A_i(z; \omega_p) = A_i e^{i(k_p z - \omega_p t)}$). O feixe estimulador (laser de 830nm) polarizado verticalmente possui amplitude $B(x_i, y, z_i; \omega_i) \equiv B(x_i, y) e^{i(k_i z_i - \omega_i t + \phi_b)}$ onde $z_i = z \cos(\theta_i)$, $x_i = x \cos(\theta_i)$, θ_i é o ângulo entre o feixe de bombeamento e o feixe *idler* e ϕ_b é uma fase. O eixo z está ao longo da direção de propagação do feixe de bombeamento pelo experimento, sendo a origem do mesmo no cristal. A passagem do *pump* pelo NL amplifica o feixe *idler* e cria um feixe *signal* com frequência $\omega_s = \omega_p - \omega_i$ (CPDS)

$$NL \rightarrow [1 + A_1 \chi_1] B(x_i, y, z_i; \omega_i) + A_1 \chi_1 B(x_s, y, z_s; \omega_s) e^{i\delta_1}, \quad (5.1)$$

onde $x_s = x \cos(\theta_s)$, $z_s = z \cos(\theta_s)$, θ_s é o ângulo entre o feixe de bombeamento e o feixe *signal*. Os parâmetros χ_1 depende das propriedades do cristal NL e δ_1 dependa das condições do casamento de fase [70]. Os feixes *signal* e *idler* possuem comprimentos de onda diferentes, centrados em 790 nm e 830 nm, respectivamente. Após a passagem do feixe *idler* da primeira conversão pelo objeto obtemos

$$O \rightarrow [1 + A_1\chi_1]B(x_i, y, z_i; \omega_i)T^2(x_i, y) e^{2i\gamma(x,y)}, \quad (5.2)$$

onde $T(x, y)$ é a função de transmissão do objeto e $\gamma(x, y)$ é a mudança de fase do feixe ao passar pelo objeto. Esse feixe *idler*, ao passar novamente pelo cristal, junto com o feixe de bombeamento gera uma segunda CPDS,

$$NL(2) \rightarrow [1 + A_1\chi_1][1 + A_2\chi_1]B(x_i, y, z_i; \omega_i)T^2(x, y)e^{2i\gamma(x,y)} + \quad (5.3)$$

$$+ [1 + A_1\chi_1]A_2\chi_2B(x_s, y, z_s; \omega_s) e^{i\delta_2}T^2(x, y)e^{2i\gamma(x,y)}. \quad (5.4)$$

Após a segunda geração, os feixes signal são interferidos no plano da CCD. Para melhorar a visibilidade da interferência, as amplitudes dos feixes de bombeamento são modificadas para que as amplitudes dos feixes *signal* coincidam $[1 + A_1\chi_1]A_2 = A_1$. Nesse caso, a interferência dos feixes será dada por

$$I(x, y) = |A_1|^2|B(x, y)|^2|\chi_1|^2[1 + T^4(x, y) + 2T^2(x, y) \cos(\delta_1 - \delta_2 + \phi - 2\gamma(x, y))], \quad (5.5)$$

sendo que ϕ é variado por um deslocador de fase que pode ser controlado em nosso experimento, para obter interferências construtivas e destrutivas. Essa fase foi modificada desalinhando levemente o espelho M2. Então variando esse parâmetro e subtraindo a intensidade da imagem construtiva da destrutiva, chegamos em

$$\Delta I(x, y) = 4|A_1\chi_1B(x, y)|^2T^2(x, y) \cos(2\gamma(x, y)). \quad (5.6)$$

De (5.6) podemos tirar toda a informação de amplitude e fase da função de transmissão do objeto. Para confirmar essa proposta, realizamos o experimento e obtivemos as seguintes imagens com interferência construtiva, destrutiva e a subtração entre elas, respectivamente. Realizamos imagens de um objeto de amplitude (letra impressa em uma transparência) e de um objeto de fase (produzida por um modulador espacial de luz e de fase).

Analisando a eq. (5.5), vemos que a intensidade do feixe original apresenta um termo constante dependendo da transmitância (parte da função que representa o objeto) e um termo que varia com o cosseno (que depende das fases relativas e fase do objeto). Por isso, quando fazemos a subtração das duas imagens de um objeto de amplitude ($\gamma(x, y) = 0$),

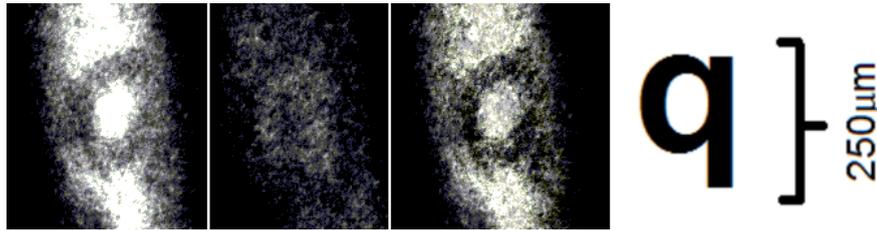


FIGURA 5.13: Imagem da letra 'q' construtiva, destrutiva e a subtraída, respectivamente.

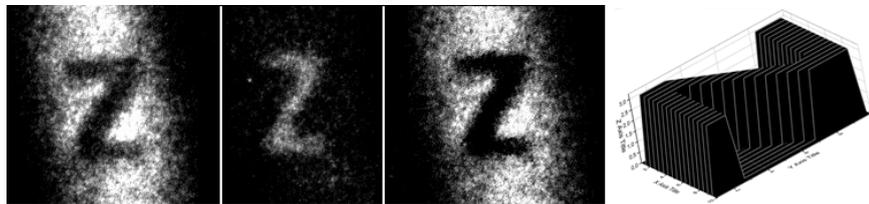


FIGURA 5.14: Imagem da letra 'Z' construtiva, destrutiva e a subtraída, respectivamente.

a 'letra' fica com intensidade nula no centro, já que $T(x, y) = 0$ neste ponto do objeto (5.6). Obtemos assim a reconstrução do objeto, sem que o feixe de luz detectado tenha sido diretamente incidido sobre o mesmo.

Algo que nos surpreendeu durante esse experimento, foi o formato do feixe convertido estimulado. Esperávamos que fosse algo gaussiano, já que o feixe de bombeamento e o feixe estimulador possuíam esse perfil, porém não foi bem assim. Seu perfil depende da intercessão entre a sessão do cone feixe convertido e o feixe estimulador, por isso ele possui uma forma alongada. Esse tipo de resultado me chamou muito a atenção, pois era algo que não havíamos previsto e que provavelmente passaria despercebido ou teríamos outra interpretação se usássemos os detectores. Isso abre perspectivas interessantes em experimentos futuros com a ICCD.

Infelizmente o experimento tomou mais tempo do que era esperado e o tempo para o teste final havia chegado ao fim. Um dos mais importantes testes, o que envolvia o trigger da câmera, pois determinando o tempo do trigger, nos possibilitaria medir em coincidências e conseqüentemente a implementação de uma fonte de fótons únicos [71], não foi realizado. Como o experimento anterior não envolvia detecção em coincidências, esse teste foi deixado de lado. Entretanto, o próximo passo será colocar a função de trigger em prática. Isso nos possibilitará de fato ter uma fonte de fótons únicos e detectar com um tempo de exposição da ordem de *ns*. Para habilitar o trigger, a ICCD possui dois meios diferentes, óptico e eletrônico. O sinal eletrônico é ativado pela saída de um detector pontual comumente utilizado em laboratórios (APD, SPCM-AQR), o que é muito conveniente para nós, devido à sua praticidade. Entretanto possui algumas desvantagens principalmente no tempo de ativação do trigger, pois o fóton que incide

no mesmo tem de ser convertido em um sinal elétrico e depois transmitido para a ICCD ativar o trigger. Um tempo de ativação de $15ns$ por exemplo, implica em um atraso de seu par em aproximadamente $20m$. Devido a esse tempo, a opção de usar o trigger óptico parece mais atrativo. Esse método também é de fácil implementação, bastando usar uma montagem de fibra óptica para a captura do feixe. Nesse caso, o tempo de atraso para o par que seria detectado pela câmera, depende apenas do tempo de resposta do circuito interno da CCD (que não é muito grande). No entanto, a potência de luz para ativa-lo é da ordem de $1mW$, não podendo ser utilizado com a conversão paramétrica descendente.

Capítulo 6

Conclusões

A área de informação quântica tem crescido rapidamente nas últimas décadas de modo que laboratórios por todo o mundo vem contribuindo para seu avanço. Com o rápido desenvolvimento da teoria de computação e criptografia quântica, a curiosidade e expectativa de ver os fenômenos previstos ocorrerem na prática, fez com que houvesse também um rápido desenvolvimento dos equipamentos. Desse modo houve o crescimento conjunto de fontes e detectores de fótons únicos [71]. Nos dias de hoje, quando se trata de fótons os detectores mais avançados são as ICCD's (ainda que sua eficiência quântica seja baixa), e por isso o meu grande interesse em seu estudo. Outra grande mudança que está ocorrendo, é a substituição de elementos ópticos por circuitos fotônicos. Essas possivelmente não foram as primeiras mudanças e nem serão as últimas, mas como estamos no meio do processo de desenvolvimento de uma tecnologia nova, temos que ir nos adaptando aos poucos.

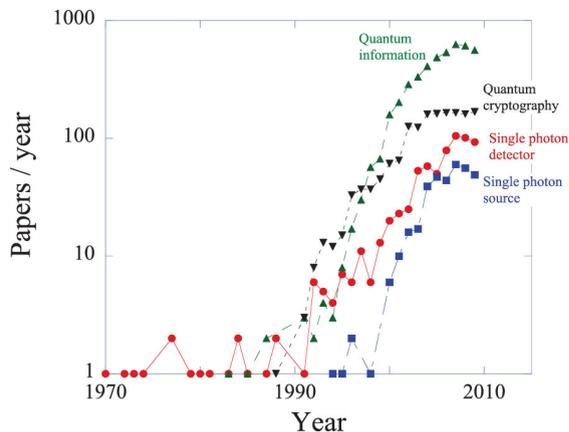


FIGURA 6.1: Crescimento do número de artigos sobre informação quântica e fótons únicos, de acordo com a Web of Science.

Neste trabalho fizemos uma revisão das principais teorias envolvendo o funcionamento de uma CCD e o processo de criação e detecção de feixes de fótons. No capítulo 2 vimos a teoria dos semicondutores para a criação de detectores a partir da interação radiação-matéria. No capítulo 3 estudamos como a interação dos campos eletromagnéticos com a matéria é transformada em contagens em um APD. No capítulo 4 estudamos as fontes de fótons correlacionados para o

uso em experimentos de óptica quântica, para que no capítulo 5 pudéssemos ter uma base sólida para introduzir uma ICCD em alguns desses experimentos.

Nesta dissertação fomos capazes de incorporar um novo elemento nos experimentos de óptica quântica. À primeira vista parece um trabalho simples, bastando substituir um detector por uma ICCD, porém estudando toda a teoria por trás vemos que há mais física do que aparenta. Por ser um pioneiro nessa implementação, descobrimos vantagens e desvantagens do uso da câmera, o que possibilitará evitar erros ao adquirir novas ICCD's em tempos futuros. Ademais, essa mudança perpetuará para os novos pesquisadores que passarão pelo laboratório de Óptica quântica da UFMG.

Ainda que a função de trigger não tenha sido implementada, mostramos como ela pode ser utilizada para a detecção de fótons únicos ou feixes com poucos fótons. Os testes realizados até o momento são muito animadores e promissores, o que motiva a sua utilização em futuros experimentos, o que contribui para desvendar outros fatores que ainda permaneçam obscuros do seu funcionamento.

Apêndice A

Diagrama de energia de uma junção

É muito comum a aparição de diagramas de energia de bandas de junções $p-n$ em livros texto de nível básico, porém não há nenhuma explicação detalhada de como essas bandas são formadas. Explicarei aqui de maneira breve como isso ocorre em junções homogêneas e heterogêneas [30].

Começando de maneira simples, com uma homojunção, por exemplo GaAs, com uma parte positiva p e uma parte negativa n (Fig. A.1(a)). Como o material é o mesmo, ambas possuem a mesma energia de gap E_g . Porém, por terem dopagens diferentes, estão em posições diferentes em relação ao nível de Fermi (Fig. A.1(a')). Após a junção ser formada, devido à uma diferença inicial de concentração de cargas, ocorre a migração de cargas. O lado p recebe uma dose de cargas negativas e o lado n uma dose de buracos (Fig. A.1(b)), de modo que ao observarmos a densidade de cargas ρ na região, veremos uma variação como mostrada na figura A.1(c). Até agora tudo bem, mas temos que chegar até a representação de energia. Para isso vamos calcular o campo elétrico gerado pela diferença de cargas, usando a lei de Gauss $\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = \rho$. Vemos que há campo elétrico na região de contato entre as junções (Fig. A.1(d)). Veremos que essa região é de grande importância para o funcionamento de nosso semicondutor, e por isso é normalmente chamada de região de junção, ou região ativa. Continuando, o próximo passo é calcular o potencial, pois de lá obtemos diretamente a energia, logo $-\vec{E} = \vec{\nabla}V$ (Fig. A.1(e)). Finalmente, chegamos na energia, $E = -Ve$ (Fig. A.1(f)). Agora que sabemos como a energia varia ao longo da junção, basta juntar as peças. Como o sistema está isolado ao juntarmos as duas partes, o nível de Fermi tem que ser constante ao longo da junção, logo percebemos que, na verdade, na figura A.1(a') os gap's não estão alinhados, de modo que a energia ao longo do semicondutor seja aquela que vemos comumente nos livros texto (Fig. A.1(g)).

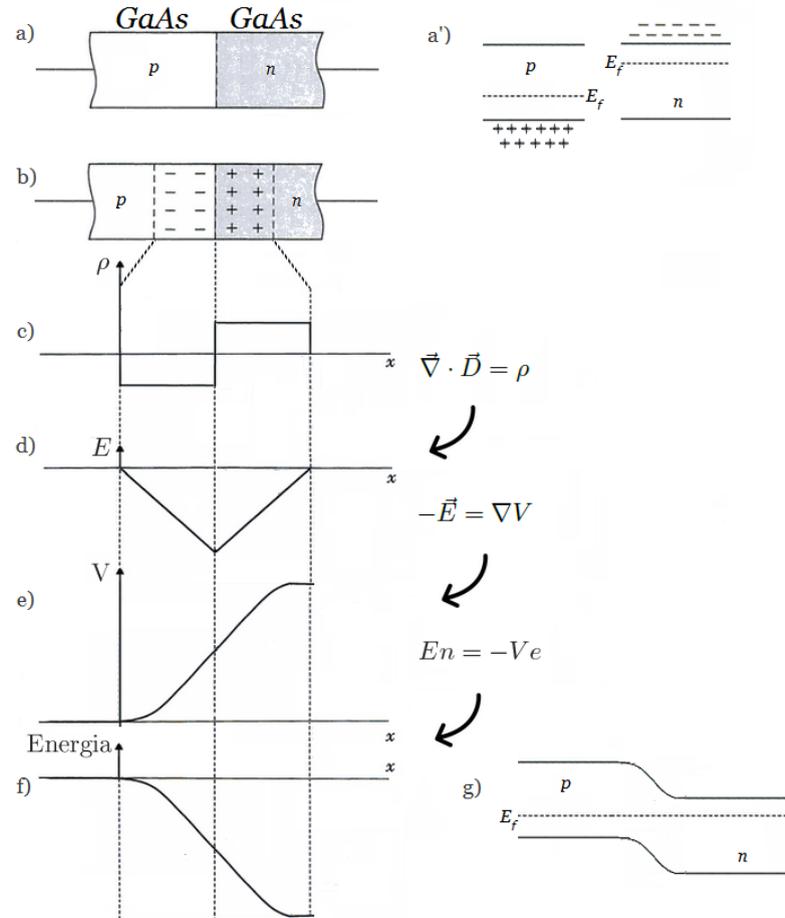


FIGURA A.1: a) Junção p - n de GaAs. a') Concentração de cargas nas regiões p e n . b) Migração de cargas na junção. c) Densidade de cargas ao longo da junção. d) Campo elétrico ao longo da junção. e) Potencial ao longo da junção. f) Distribuição de energia ao longo da junção. g) Diagrama de energia de um semicondutor [30].

No caso de semicondutores com heterojunções, como por exemplo GaAs na parte positiva p e AlGaAs na parte negativa n , onde os gaps de energia não são iguais (Fig A.2(a)), temos que levar em conta essa descontinuidade na hora de juntar as duas partes. Inicialmente desconsiderando o gap entre os dois, a diferença de materiais dos semicondutores fará com que a densidade de cargas seja diferente entre os dois lados. Isso quer dizer que a curva do campo elétrico resultante e consequentemente a da energia também serão diferentes, porém a curva final deve ser semelhante à obtida uma vez que a situação é bem similar (análogo à situação mostrada na figura A.1(f)). Levando em conta a diferença de energia ΔE entre os materiais, a descontinuidade na fronteira deve ser contabilizada quando a curva de energia for construída, de modo que como visto na figura A.2(b) essa descontinuidade se aplica diretamente à energia do dispositivo.

Agora já sabemos como construir esses diagramas de energia para junções p - n . Esse procedimento pode ser aplicado para diferentes tipos de cristais, como por exemplo n - p , P_+ - p , etc. No caso de homojunções, o resultado é bem direto, mas à medida que

construímos heterojunções mais complicadas, fazer com calma esses passos pode ser bem útil para observar certos fenômenos, à medida que adicionamos mais elementos à nossa junção.

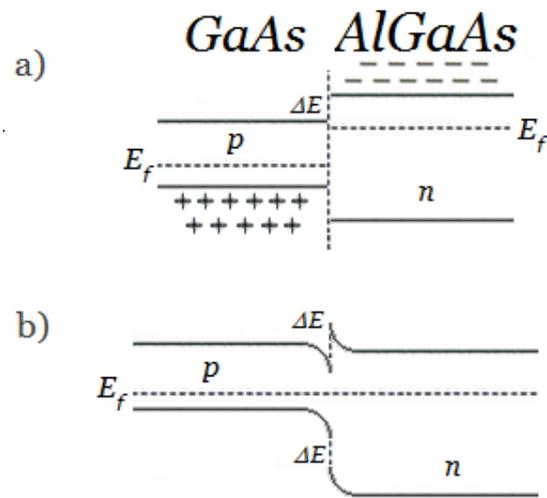


FIGURA A.2: a) Níveis de energia de um semiconductor heterogêneo. b) Diagrama de bandas de um semiconductor heterogêneo [30].

Apêndice B

Especificações da ICCD

dicam pro **intensified digital 12 bit** **CCD camera system**

- fast shutter down to 3 ns
- excellent sensitivity of the system allows single photon detection
- 12 bit dynamic range
- high resolution MCP-image intensifier & CCD (1280 x 1024 pixel)
- exposure time settings from 3 ns – 1000 s
- spectral sensitivity from UV to NIR
- PCI interface board “plug & play”
- binning (horizontal & vertical)
- thermoelectrical cooling of CCD image sensor down to -12 °C
- optical or electrical triggering
- various MCP photocathodes – S20, S25, GaAs, GaAsP
- two discrete images with an interframing time of 500 ns (PIV)
- multiple exposures
- serial high speed data transfer via fiber optic link (FOL)
- free software camware and software development kit included



dicam pro

This is a high speed intensified CCD camera system with gating times down to 3 ns. With its 12 bit dynamic range and a high resolution CCD image sensor it features an excellent signal-to-noise-ratio and the ability of single photon detection. The system is suited for applications in environments with high electromagnetic disturbances. A high speed serial fiber optic data link connects the system to the PC. The camera can be triggered by light or electrical input. This intensified digital CCD camera system is perfectly suited for demanding high and ultra speed camera applications, such as spray imaging, laser induced fluorescence imaging or ballistics.

technical data

	unit	setpoint	dicam pro
resolution (hor x ver) ¹	pixel		1280 x 1024
pixel size (hor x ver)	µm ²		6.7 x 6.7
sensor format / diagonal	inch / mm		2/3" / 11.0
peak quantum efficiency	%	depends on photocathode material	up to 50
full well capacity	e ⁻		25 000
image sensor			ICX085AL
dynamic range	dB	CCD + camera	69.3
dynamic range A/D ²	bit		12
readout noise	e ⁻ rms	@ pixel scan rate 12.5MHz	7..8
imaging frequency, frame rate	fps	@ full frame	8
pixel scan rate	MHz		12.5
A/D conversion factor	e ⁻ / count		5
spectral range	nm	depending on photo cathode material of MCP	160 .. 1300
exposure time	s	3 ns +/- 25 % FWHM ³	3 ns .. 1000 s
anti-blooming factor		@ 100 ms exposure time	> 1000
smear	%		< 0.005
binning horizontal	pixel		1, 2, 4, 8
binning vertical	pixel		1, 2, 4, 8, 16, 32
region of interest	pixel		down to 32 x 32
extinction ratio		@ 1 ms exposure time (CCD sensor)	1 : 2000
non-linearity (differential)	%	full temperature range (CCD sensor)	< 1
uniformity darkness DSNU ⁴	count	@ 90% center zone (CCD sensor)	1

technical data

	unit	setpoint	dicam pro
uniformity brightness PRNU ⁵	%	typical (CCD sensor)	0.6
trigger, auxiliary signals			electrical (TTL level) and optical (FOL) trigger
power consumption	W		51
power supply	VAC		90 .. 260
mechanical dimensions camera (w x h x l)	mm ³		120 x 180 x 340
weight	kg	camera	8
operating temperature range	°C		+5 .. +40
operating humidity range	%	non condensing	10 .. 90
storage temperature range	°C		-20 .. +70
optical input			Nikon F-mount, c-mount or special mounts
optical input window			fused silica (others on request)
data interface			PCI local bus, Rev. 2.1, burst rate 132 MByte/s
CE certified			yes
cooled CCD temperature	°C		-12
cooling method			2 stage Peltier cooler with forced air cooling
interframing time	ns	minimum	500
photocathode material			S20, S25, GaAs, GaAsP, others on request
phosphor screen material			P43, P46
image intensifier pitch distance	µm		6
image intensifier MCP ⁶ type			single stage MCP
image intensifier diameter	mm		18 or 25
image intensifier system resolution	lp/mm	@ 5 % MTF ⁷ typical (depends on phosphor)	> 50
shortest gating time	ns		3

[1] horizontal versus vertical

[2] Analog-to-Digital-converter

[3] due to MCP intensifier performance tolerances

[4] dark signal non-uniformity

[5] photo response non-uniformity

[6] micro channel plate

[7] modulation transfer function

image intensifier	type	HighRes MCP (6 μ m channel)
	output window	glass
pwr & gating supply	phosphor voltage	6 .. 7.5 kV internally adjusted, ripple \pm 15 mV
	MCP voltage	0 .. 1100 V externally adjustable, ripple \pm 1 mV
	photocathode voltage	on: -180 V off: + 80 V
	two modes can be selected:	
	ultrafast gating mode:	minimum pulse width 3 ns
	highrate gating mode:	minimum pulse width 20 ns, maximum pulsing frequency 2 MHz (in bursts)
optical coupling	<p>“ultra speed tandem lens” between image intensifier & CCD</p> <p>transmission efficiency > 20 %</p> <p>vignetting < 3 %</p> <p>resolution > 60 lp/mm</p> <p>distortion free</p> <p>scaling rates: different assemblies for the adaptation of SVGA CCD image sensors to 18 or 25 mm image intensifiers are available</p>	
system data	sensitivity	> 100 counts/photo- electron with P43 phosphor > 25 counts/photo- electron with P46 phosphor this corresponds to < 1 μ Lux (at 20 ms exposure time)
	resolution	up to 1000 lines

gate unit	<p>ultra fast gating mode:</p> <p>exposure times: 3 / 5⁸, 10, 20, 25, 30 ns, 30 ns .. 100 ns (10 ns steps), 100 ns .. 1 s (20 ns steps), 1 s .. 1000 s (1 µs steps)</p> <p>delay times: 0 ns .. 50 ns (1 ns steps), 50 ns .. 100 ns (5 ns steps), 100 ns .. 1 s (20 ns steps), 1 s .. 1000 s (1 µs steps)</p> <p>maximum pulsing frequency: 3 kHz</p> <p>highrate gating mode:</p> <p>exposure times: 20 ns .. 1000 s (in 20 ns steps)</p> <p>delay settings: 0 ns .. 1000 s (in 20 ns steps)</p> <p>maximum pulsing frequency: 2 MHz intrinsic delay (trigger input – shutter) is appr. 50 ns jitter (< 100 ns exposure time) < 0.5 ns jitter (> 100 ns exposure time) < 5 ns</p>
exposure modes	<p>single exposure for ultra fast gating, multiple exposure function: (delay + exposure) x 1 .. 256</p> <p>multi exposure for free programmable multiple exposures: (delay 1 + exposure 1,..., delay 10 + exposure 10) x 1 .. 256</p> <p>double shutter function for two full resolution images, each exposure time 20 ns .. 1 s (20 ns steps), each delay time 20 ns .. 1 s (20 ns steps)</p> <p>interframing time between two images depends on phosphor decay time, the minimum delay time is 500 ns</p>
camera interface	<p>data transfer fiber optic link (FOL), double SC connector, length 10 m .. 1500 m</p> <p>control output active while “photocathode on”, TTL level, BNC connector</p> <p>trigger input electrical trigger (TTL level, BNC connector), light active or light pulse trigger (SC connector)</p> <p>shutter disable high speed TTL input (for disabling the shutter), BNC connector</p>

[8] depending on the selected image intensifier either 3 ns or 5 ns as shortest exposure time is available.

software

camware software for camera control, display, storage and printing of image data under Windows9x, ME, XP, Windows2000; software development kit (SDK) with demo software for the above mentioned operating systems; TWAIN driver

phosphor data

phosphor	phosphor decay (typ.) to..		typical efficiency
	.. 10 %	.. 1 %	
P43	1 ms	4 ms	100 %
P46	0.2 – 0.4 μ s	2 μ s	30 %

photocathode characteristics

photo cathode material	peak wavelength [nm]	quantum efficiency at peak wavelength [%]	equivalent background input (EBI) [W/cm ²]	dark counts [s ⁻¹ /cm ²]
S20 (multialkali)	430	14 .. 18	3·10 ⁻¹⁴	1500
S25 (extended red multialkali)	600	8.3 .. 9.3	2·10 ⁻¹⁴	10 000
GaAs	530 – 750	23	4·10 ⁻¹⁴	30 000
GaAsP	480 – 530	50	2·10 ⁻¹⁴	10 000

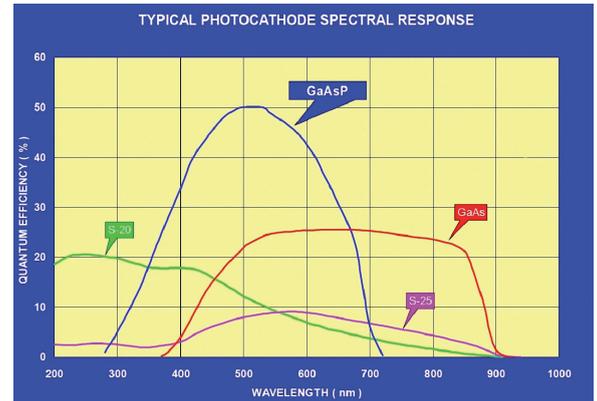
(data courtesy of Hamamatsu Photonics)

spectral response of MCP

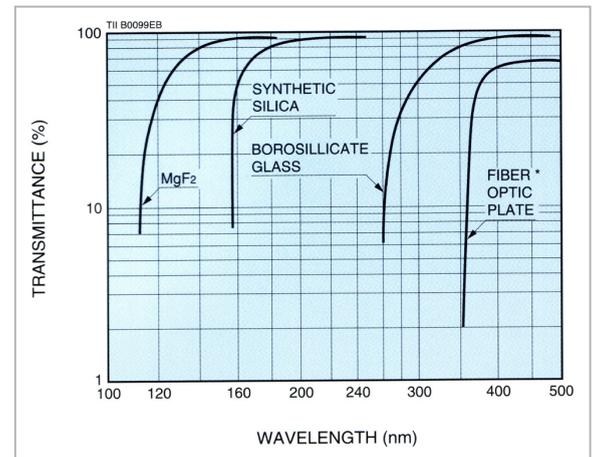
Spectral sensitivities of different MCP photocathode materials:

S20 (multialkali)
S25 (extended red multialkali)
GaAs
GaAsP

...with friendly permission of:
Hamamatsu Photonics,
Herrsching, Germany,
www.hamamatsu.de



Typical transmittance of MCP input window materials



areas of application

- particle image velocimetry (PIV)
- fluorescence imaging
- high resolution microscopy
- spray imaging
- flame analysis
- short time physics
- bioluminescence / chemoluminescence
- low light level imaging
- time resolved spectroscopy
- luminescence spectroscopy
- spectroscopy
- fast flow analysis
- ballistics
- electrophoresis
- LIF laser induced fluorescence
- combustion imaging
- fusion plasma
- Laser induced breakdown spectroscopy (LIBS)
- pressure sensitive paint (PSP)

Bibliografia

- [1] Max Planck. Ueber das gesetz der energieverteilung im normalspectrum. *Annalen der physik*, 309(3):553–563, 1901.
- [2] John Garrison and Raymond Chiao. *Quantum optics*. Oxford University Press, 2008.
- [3] C Cohen-Tannoudji, J Dupont-Roc, and G Grynberg. Photons and atoms: Introduction to quantum electrodynamics,(paperback edition).
- [4] Max Karl Ernst Ludwig Planck. Über eine verbesserung der wienschen spectralgleichung. *Verhandl. Dtsch. Phys. Ges.*, 2:202, 1900.
- [5] Max Karl Ernst Ludwig Planck. Zur theorie des gesetzes der energieverteilung im normalspectrum. *Verhandl. Dtsch. Phys. Ges.*, 2:237, 1900.
- [6] Albert Einstein. Über einen die erzeugung und verwandlung des liches betreffenden heuristischen gesichtspunkt. *Annalen der physik*, 322(6):132–148, 1905.
- [7] CK Hong, Zhe-Yu Ou, and Leonard Mandel. Measurement of subpicosecond time intervals between two photons by interference. *Physical Review Letters*, 59(18):2044, 1987.
- [8] Philippe Grangier, Gerard Roger, and Alain Aspect. Experimental evidence for a photon anticorrelation effect on a beam splitter: a new light on single-photon interferences. *EPL (Europhysics Letters)*, 1(4):173, 1986.
- [9] Dirk Bouwmeester, Artur Ekert, Anton Zeilinger, et al. *The physics of quantum information*, volume 3. Springer, Berlin, 2000.
- [10] CH Bennett. G. brassard in proceedings of ieee international conference on computers, systems, and signal processing, bangalore, india,(new york). 1984.
- [11] Artur K Ekert. Quantum cryptography based on bell's theorem. *Physical review letters*, 67(6):661, 1991.

- [12] Charles H Bennett. Quantum cryptography using any two nonorthogonal states. *Physical review letters*, 68(21):3121, 1992.
- [13] Ulrike Lieberwirth, Jutta Arden-Jacob, Karl H Drexhage, Dirk P Herten, Ralph Müller, Michael Neumann, Andreas Schulz, Stefan Siebert, Gregor Sagner, Sven Klingel, et al. Multiplex dye dna sequencing in capillary gel electrophoresis by diode laser-based time-resolved fluorescence detection. *Analytical chemistry*, 70(22):4771–4779, 1998.
- [14] I Rech, A Restelli, S Cova, M Ghioni, M Chiari, and M Cretich. Microelectronic photosensors for genetic diagnostic microsystems. *Sensors and Actuators B: Chemical*, 100(1):158–162, 2004.
- [15] VC Spanoudaki, AB Mann, AN Otte, I Konorov, I Torres-Espallardo, S Paul, and SI Ziegler. Use of single photon counting detector arrays in combined pet/mr: Characterization of lyso-sipm detector modules and comparison with a lso-apd detector. *Journal of Instrumentation*, 2(12):P12002, 2007.
- [16] MD Eisaman, JMAPS Fan, A Migdall, and SV Polyakov. Invited review article: Single-photon sources and detectors. *Review of scientific instruments*, 82(7):071101, 2011.
- [17] TJ McIlrath, R Hudson, A Aikin, and TD Wilkerson. Two-photon lidar technique for remote sensing of atomic oxygen. *Applied optics*, 18(3):316–319, 1979.
- [18] Li-Qiang Li and Lloyd M Davis. Rapid and efficient detection of single chromophore molecules in aqueous solution. *Applied optics*, 34(18):3208–3217, 1995.
- [19] X Michalet, RA Colyer, J Antelman, OHW Siegmund, A Tremsin, JV Vallerga, and S Weiss. Single-quantum dot imaging with a photon counting camera. *Current pharmaceutical biotechnology*, 10(5):543–557, 2009.
- [20] Martin Paúr, Bohumil Stoklasa, Zdenek Hradil, Luis L Sánchez-Soto, and Jaroslav Rehacek. Achieving the ultimate optical resolution. *Optica*, 3(10):1144–1147, 2016.
- [21] Paul Erker, Mario Krenn, and Marcus Huber. Quantifying high dimensional entanglement with cameras and lenses. *arXiv preprint arXiv:1512.05315*, 2015.
- [22] SSR Oemrawsingh, WJ Van Drunen, ER Eliel, and JP Woerdman. Two-dimensional wave-vector correlations in spontaneous parametric downconversion explored with an intensified ccd camera. *JOSA B*, 19(10):2391–2395, 2002.
- [23] Marco Genovese. Real applications of quantum imaging. *Journal of Optics*, 18(7):073002, 2016.

- [24] Reuben S Aspden, Miles J Padgett, and Gabriel C Spalding. Video recording true single-photon double-slit interference. *American Journal of Physics*, 84(9):671–677, 2016.
- [25] Reuben S Aspden. *Heralded quantum imaging*. PhD thesis, University of Glasgow, 2015.
- [26] Peter A Morris, Reuben S Aspden, Jessica EC Bell, Robert W Boyd, and Miles J Padgett. Imaging with a small number of photons. *Nature communications*, 6, 2015.
- [27] Mayukh Lahiri, Armin Hochrainer, Radek Lapkiewicz, Gabriela Barreto Lemos, and Anton Zeilinger. Twin photon correlations in single-photon interference. *arXiv preprint arXiv:1610.04298*, 2016.
- [28] Gabriela Barreto Lemos, Victoria Borish, Garrett D Cole, Sven Ramelow, Radek Lapkiewicz, and Anton Zeilinger. Quantum imaging with undetected photons. *Nature*, 512(7515):409–412, 2014.
- [29] John F Clauser. Experimental limitations to the validity of semiclassical radiation theories. *Physical Review A*, 6(1):49, 1972.
- [30] Sergio Machado Rezende. *Materiais e dispositivos eletrônicos*. Editora Livraria da Física, 2004.
- [31] Charles M Wolfe, Nick Holonyak Jr, and Gregory E Stillman. *Physical properties of semiconductors*. Prentice-Hall, Inc., 1988.
- [32] Leonard Mandel, EC Gr Sudarshan, and Emil Wolf. Theory of photoelectric detection of light fluctuations. *Proceedings of the Physical Society*, 84(3):435, 1964.
- [33] Sreeraman Venkitasubrahmanian, Clint Mason, Yongping Xia, Feng-Kang Hu, and Jaap Schlejen. Lamp ballast with lamp rectification detection circuitry, September 15 1998. US Patent 5,808,422.
- [34] PL Richards. Bolometers for infrared and millimeter waves. *Journal of Applied Physics*, 76(1):1–24, 1994.
- [35] James P Gordon, Herbert J Zeiger, and Charles H Townes. The maser—new type of microwave amplifier, frequency standard, and spectrometer. *Physical Review*, 99(4):1264, 1955.
- [36] Serge Haroche and David J Wineland. Particle control in a quantum world. *The Royal Swedish Academy of Sciences*, 2012.

-
- [37] Y Yamamoto, N Imoto, and S Machida. Amplitude squeezing in a semiconductor laser using quantum nondemolition measurement and negative feedback. *Physical Review A*, 33(5):3243, 1986.
- [38] Roy J Glauber. Photon correlations. *Physical Review Letters*, 10(3):84, 1963.
- [39] DN Klyshko. Coherent photon decay in a nonlinear medium. *Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters*, 6:23, 1967.
- [40] DN Klyshko. Photons and nonlinear optics (gordon and breach science, new york, 1988); tg giallorentzi and cl tang. *Phys. Rev*, 166:255, 1968.
- [41] David C Burnham and Donald L Weinberg. Observation of simultaneity in parametric production of optical photon pairs. *Physical Review Letters*, 25(2):84, 1970.
- [42] John C Howell, Ryan S Bennink, Sean J Bentley, and RW Boyd. Realization of the einstein-podolsky-rosen paradox using momentum-and position-entangled photons from spontaneous parametric down conversion. *Physical review letters*, 92(21):210403, 2004.
- [43] MP Almeida, SP Walborn, and PH Souto Ribeiro. Experimental investigation of quantum key distribution with position and momentum of photon pairs. *Physical Review A*, 72(2):022313, 2005.
- [44] Xiao-Song Ma, Thomas Herbst, Thomas Scheidl, Daqing Wang, Sebastian Kropatschek, William Naylor, Bernhard Wittmann, Alexandra Mech, Johannes Kofler, Elena Anisimova, et al. Quantum teleportation over 143 kilometres using active feed-forward. *Nature*, 489(7415):269–273, 2012.
- [45] SP Walborn, MO Terra Cunha, S Pádua, and CH Monken. Double-slit quantum eraser. *Physical Review A*, 65(3):033818, 2002.
- [46] Stephen P Walborn, CH Monken, S Pádua, and PH Souto Ribeiro. Spatial correlations in parametric down-conversion. *Physics Reports*, 495(4):87–139, 2010.
- [47] Leonardo Teixeira Neves. Estados emaranhados de qubits e qudits criados com pares de fótons produzidos na conversão paramétrica descendente. 2006.
- [48] James D Franson. Bell inequality for position and time. *Physical Review Letters*, 62(19):2205, 1989.
- [49] Paul G Kwiat, Edo Waks, Andrew G White, Ian Appelbaum, and Philippe H Eberhard. Ultrabright source of polarization-entangled photons. *Physical Review A*, 60(2):R773, 1999.

-
- [50] Alois Mair, Alipasha Vaziri, Gregor Weihs, and Anton Zeilinger. Entanglement of the orbital angular momentum states of photons. *Nature*, 412(6844):313–316, 2001.
- [51] Todd B. Pittman. *Two photon quantum entanglement from Type II spontaneous parametric down conversion*. PhD thesis, University of Maryland, 1996.
- [52] Carlos Henrique Monken, PH Souto Ribeiro, and Sebastião Pádua. Transfer of angular spectrum and image formation in spontaneous parametric down-conversion. *Physical Review A*, 57(4):3123, 1998.
- [53] Nikolai Nikolaevich Bogoliubov, Dmitrii Vasil’evich Shirkov, and Seweryn Chomet. *Introduction to the theory of quantized fields*, volume 59. Interscience New York, 1959.
- [54] AV Belinskii and DN Klyshko. Two-photon optics: diffraction, holography, and transformation of two-dimensional signals. *Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics*, 78:259–262, 1994.
- [55] Baris I Erkmen and Jeffrey H Shapiro. Unified theory of ghost imaging with gaussian-state light. *Physical Review A*, 77(4):043809, 2008.
- [56] Alessandra Gatti, Enrico Brambilla, Morten Bache, and Luigi A Lugiato. Ghost imaging with thermal light: comparing entanglement and classical correlation. *Physical review letters*, 93(9):093602, 2004.
- [57] Alejandra Valencia, Giuliano Scarcelli, Milena D’Angelo, and Yanhua Shih. Two-photon imaging with thermal light. *Physical review letters*, 94(6):063601, 2005.
- [58] Jeffrey H Shapiro and Robert W Boyd. The physics of ghost imaging. *Quantum Information Processing*, 11(4):949–993, 2012.
- [59] Ron Meyers, Keith S Deacon, and Yanhua Shih. Ghost-imaging experiment by measuring reflected photons. *Physical Review A*, 77(4):041801, 2008.
- [60] Jing Cheng. Ghost imaging through turbulent atmosphere. *Optics express*, 17(10):7916–7921, 2009.
- [61] Yaron Bromberg, Ori Katz, and Yaron Silberberg. Ghost imaging with a single detector. *Physical Review A*, 79(5):053840, 2009.
- [62] Ronald E Meyers and Keith S Deacon. Quantum ghost imaging experiments at arl. In *SPIE Optical Engineering+ Applications*, pages 78150I–78150I. International Society for Optics and Photonics, 2010.
- [63] TB Pittman, YH Shih, DV Strekalov, and AV Sergienko. Optical imaging by means of two-photon quantum entanglement. *Physical Review A*, 52(5):R3429, 1995.

- [64] David Dussault and Paul Hoess. Noise performance comparison of iccd with ccd and emccd cameras. In *Optical Science and Technology, the SPIE 49th Annual Meeting*, pages 195–204. International Society for Optics and Photonics, 2004.
- [65] Antoinette O’Grady. A comparison of emccd, ccd and emerging technologies optimized for low light spectroscopy applications. In *Biomedical Optics 2006*, pages 60930S–60930S. International Society for Optics and Photonics, 2006.
- [66] Andor iccd description. <http://www.andor.com/learning-academy/intensified-ccd-cameras-the-technology-behind-iccds>.
- [67] Yanhua Shih. Entangled biphoton source-property and preparation. *Reports on Progress in Physics*, 66(6):1009, 2003.
- [68] Paul G Kwiat, Klaus Mattle, Harald Weinfurter, Anton Zeilinger, Alexander V Sergienko, and Yanhua Shih. New high-intensity source of polarization-entangled photon pairs. *Physical Review Letters*, 75(24):4337, 1995.
- [69] Arthur Castro Cardoso. Formação de imagem com fótons não detectados. Master’s thesis, Universidade Federal de Minas Gerais, 2016.
- [70] ZY Ou, LJ Wang, XY Zou, and L Mandel. Coherence in two-photon down-conversion induced by a laser. *Physical Review A*, 41(3):1597, 1990.
- [71] MD Eisaman, JMAPS Fan, A Migdall, and SV Polyakov. Invited review article: Single-photon sources and detectors. *Review of scientific instruments*, 82(7):071101, 2011.