

بررسی ساز و کارهای فیزیکی و کاربرد پرتوهای فوتونی غیردسته‌ای

سوزان ذوالریاستین¹، مجید محمدی کنعان²

چکیده: از لحاظ تاریخی، مشاهده فوتون‌های غیردسته‌ای در آزمایش‌های هانبری‌براون و توییس به‌عنوان نخستین دلیل قاطع بر کوانتومی بودن ماهیت نور در نظر گرفته می‌شود. در این آزمایش‌ها، رفتار انواع پرتوهای نور اعم از همدوس، دسته‌ای و غیردسته‌ای با استفاده از تابع همبستگی مرتبه دوم به خوبی تحلیل می‌شوند. توجیه رفتار پرتوی نور همدوس و دسته‌ای با یک تئوری کلاسیک میسر است، در حالی که برای تحلیل ویژگی‌های پرتوی نور غیردسته‌ای می‌بایست از مکانیک کوانتومی بهره گرفت. امروزه تولید پرتوی فوتونی غیردسته‌ای با استفاده از یک گسیلنده منفرد (مانند یک نقطه کوانتومی نیمه‌رسانا، مرکز رنگی و...) صورت می‌گیرد. گسترش سریع چشمه‌های تک‌فوتونی از تحقیقات مهم روز است، هر چند تاکنون، کاربرد آنها در سامانه‌های پیشرفته به کندی صورت گرفته‌است. یکی از دلایل این امر، حساس بودن فرآیند آشکارسازی تک‌فوتون‌ها نسبت به اتلاف نور است و اگر میزان این اتلاف بالا باشد، آشکارسازی عملاً بی‌بهره خواهد بود. این موضوع در سال‌های اخیر، از عوامل اصلی رشد سریع آشکارسازهای فوتونی با کارایی بالا و البته بهای بسیار گران بوده‌است. از کاربردهای مهم و مدرن فوتون‌های غیردسته‌ای، کریپتوگرافی کوانتومی است که تا حد زیادی ایمنی انتقال اطلاعات را تضمین می‌کند.

واژه های کلیدی: تابع همبستگی مرتبه دوم، پرتوی نور دسته‌ای، پرتوی نور غیردسته‌ای، کریپتوگرافی کوانتومی.

یک اندازه‌گیری با اندازه‌گیری دیگر به معنی وجود افت وخیز در شدت است.)

بطور کلی، افت وخیز در آهنگ شمارش موضوع بسیار مهمی است، چرا که اطلاعاتی را در مورد ویژگی‌های آماری فوتون‌ها ارائه می‌دهد.

شار متوسط فوتونی به صورت تعداد فوتون‌هایی تعریف می‌شود که در واحد زمان از واحد سطح عبور می‌کند:

$$\Phi = \frac{IA}{\hbar\omega} \equiv \frac{P}{\hbar\omega} (\text{photons/s}) \quad (1)$$

که در آن A بیانگر سطحی است که پرتوها از آن می‌گذرد و P بیانگر توان است. هر آشکارساز فوتونی یک بازده کوانتومی مشخص η دارد که بیانگر نسبت

1. مقدمه

بررسی آماری فوتون‌ها منجر به بروز سه نوع توزیع مختلف می‌گردد که عبارتند از آمار پواسونی، فرایپواسونی و زیرپواسونی. توزیع‌های پواسونی و فرایپواسونی با تئوری‌های کلاسیک نور کاملاً سازگارند، ولی توزیع زیرپواسونی این گونه رفتار نمی‌کند، بلکه آشکارا مؤید ماهیت فوتونی نور است [1]. در یک شمارنده فوتونی، متوسط آهنگ شمارش برابر است با شدت نور. ممکن است تعداد شمارش‌ها در یک بازه زمانی معین، ثابت نباشد. این تفاوت در آهنگ شمارش

(1) (استادیار): عضو هیئت علمی دانشکده علوم پایه، گروه فیزیک، دانشگاه آزاد اسلامی واحد تهران Zoriasatain@yahoo.com

(2) دانش‌آموخته کارشناسی ارشد، دانشکده علوم پایه، گروه فیزیک، دانشگاه آزاد اسلامی واحد تهران شمال

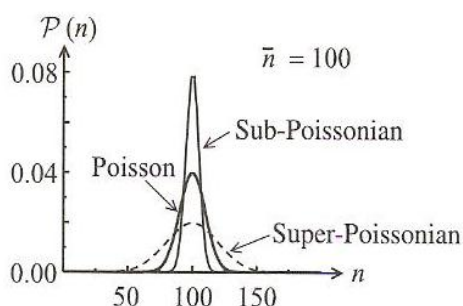
ماهیت آماری چشمه نور برمی گردد. برای طبقه بندی آماری انواع پرتوهای نوری از واریانس (افت و خیز حول تعداد متوسط فوتون ها، \bar{n}) استفاده می شود:

$$\text{Var}(n) \equiv (\Delta n)^2 = \sum_{n=0}^{\infty} (n - \bar{n})^2 P(n)$$

جدول (1) طبقه بندی آماری فوتونی را به طور خلاصه نشان می دهد. در شکل (1) نیز توزیع های فوتونی فراپواسونی، زیرپواسونی و پواسونی نشان داده شده است. وجود افت و خیز در شدت نور به این معنی است که پرتو دارای شدت ثابتی نیست. روشن است که در هر سه توزیع، حداکثر مقدار احتمال در $n = \bar{n}$ قرار دارد. همچنین، توزیع زیرپواسونی محدودتر از توزیع های پواسونی و فراپواسونی است.

جدول 1 - طبقه بندی نور بر اساس آمار فوتونی. $I(t)$ بیانگر شدت نور وابسته به زمان است.

آمار فوتونی	معادل کلاسیکی	$I(t)$	$(\Delta n)^2$
ابروپواسونی	پرتوی نور حرارتی، با همدوسی ناهمدوس جزئی (آشوبی) و	وابسته به زمان	$> \bar{n}$
پواسونی	پرتوی نور کاملاً همدوس	ثابت	\bar{n}
زیرپواسونی	ندارد	ثابت	$< \bar{n}$



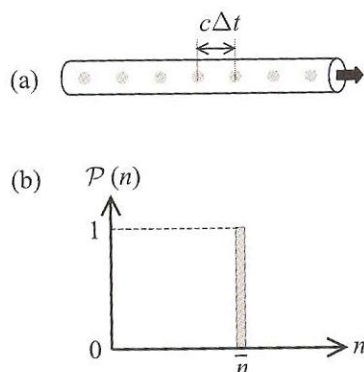
شکل 1: آمار فوتونی نور با توزیع پواسونی، فراپواسونی و زیرپواسونی (برای تعداد متوسط 100 فوتون).

تعداد فوتون های شمارش شده به تعداد فوتون های ساطع شده از چشمه است. بنا بر این، متوسط آهنگ شمارش R از رابطه زیر بدست می آید:

$$R = \frac{N}{T} = \eta \Phi = \frac{\eta P}{\hbar \omega} \text{ (counts/s)} \quad (2)$$

از آنجا که اندازه گیری های پیاپی در آشکارسازها نوعاً در بازه زمانی در حدود 1 میکروثانیه انجام می شود، مقدار تجربی R حدود 10^6 شمارش در ثانیه است. از طرفی، مقدار η برای آشکارسازهای مدرن حدود ده درصد است. در نتیجه، بر اساس رابطه (2) این آشکارسازها برای پرتوهای نور با توانی در حدود 10 وات یا کمتر مناسبند.

کمیات ارائه شده در معادلات بالا، مقادیر متوسط را نشان می دهند. مثلاً، اگر پرتوی نوری با انرژی 2 (eV) و میانگین توان 1 (nW) را در نظر گیریم، شار متوسط فوتونی برابر با $3/1 \times 10^9$ فوتون در ثانیه بدست می آید. یعنی با توجه به مقدار سرعت نور، در طول (m) 3 از یک پرتوی نوری، تعداد 31 فوتون وجود دارد. متوسط تعداد فوتون ها در طول های کوچکتر، کسری بدست می آید. برای مثال، طول (cm) 30 از یک پرتوی نور باید به طور متوسط شامل 3/1 فوتون باشد. اما در هر حال، باید تعداد فوتون ها به صورت عدد صحیح بدست آید. این نکته، نشان از وجود افت و خیز تعداد فوتون ها (حول مقدار متوسط) در دفعات مختلف اندازه گیری دارد. اگر طول را باز هم کوچکتر کنیم، افت و خیز واضحتر خواهد شد. مثلاً در طول (cm) 3، متوسط تعداد فوتون ها، 0/31 خواهد بود و این بدان معناست که در اکثر دفعات اندازه گیری، باریکه خالی از فوتون است. بنا بر این، در فواصل زمانی کوتاه (به عبارت دیگر، در طول های کوچک)، پی بردن به اینکه فوتون در کجا حضور دارد، مشکل است. افت و خیزهای آماری برخواسته از این حقیقت است که نمی دانیم فوتون دقیقاً در کجای باریکه است. پاسخ این پرسش به



شکل 2- (a) پرتوی نور شامل فوتون‌هایی با فاصله زمانی ثابت، (b) توزیع آماری مربوط به شمارش فوتون‌ها.

2. آزمایش هانبری براون و توپیس

سال‌هاست که جنبه‌های کلاسیک رفتار نور، مانند تداخل و پراش در آزمایشگاه‌ها به راحتی مشاهده شده‌است، ولی مشاهده رفتار کوانتومی نور بسیار مشکل است. اغلب افراد تصور می‌کنند که اثر فتوالکتریک، اثر کامپتون و نظایر آنها بیانگر آن هستند که پرتوهای نور از فوتون‌ها تشکیل شده‌اند. اما در حقیقت، این آثار فقط مؤید وجود فوتون‌ها هستند و نمی‌توانند به عنوان دلیلی برای وجود فوتون‌ها به شمار آیند. در حقیقت، یک تئوری نیمه کلاسیک نیز می‌تواند بروز این چنین پدیده‌هایی را توجیه نماید [2-5]. یک تئوری نیمه کلاسیک، پرتوی نور را به صورت موج الکترو مغناطیسی در نظر می‌گیرد و اتم‌های آشکارساز را با دید کوانتومی بررسی می‌کند. برای اثبات ویژگی‌های ذره‌ای نور، باید آزمایشی انجام شود که توجیه نتایج آن، مستلزم یک توصیف کوانتومی از میدان باشد و نتوان با تئوری موجی کلاسیک نور آن را توضیح داد. اثباتی بر باشد. مشخصاً مهمترین آزمایشی که برای نخستین بار توانست وجود فوتون‌ها را اثبات نماید، تجربیات هانبری براون و توپیس در دهه ۱۹۷۰ است [6-8]. نتایج آزمایش‌های HBT باعث توجه بیشتر به ویژگی‌های کوانتومی نور شد.

هانبری براون و توپیس اخترشناسانی بودند که علاقه خاصی به اندازه‌گیری قطر ستارگان داشتند و

بررسی ساز و کارهای فیزیکی و کاربرد پرتوهای.../ ذوالریاستین و همکار

نور کاملاً همدوس که در نورشناسی کلاسیک از اهمیت بالایی برخوردار است، از آمار پواسونی تبعیت می‌کند. نور همدوس با بسامد زاویه‌ای ω و فاز اولیه θ_0 و دامنه ثابت ε_0 مشخص می‌شود:

$$\varepsilon(x, t) = \varepsilon_0 \sin(kx - \omega t + \theta_0)$$

$k = \omega/c$ بیانگر عدد موج است. یک پرتوی لیزر تک‌مدی، نمونه مناسبی از پرتوی همدوس است. شدت I برابر با مجذور میدان الکتریکی است. اگر ε_0 و θ_0 مستقل از زمان باشند، I مقدار ثابتی خواهد داشت. در نتیجه، افت و خیزی در شدت نور رخ نمی‌دهد و شار متوسط، مقدار ثابتی خواهد شد. برای چنین پرتویی خواهیم داشت [1]:

$$\Delta n = \sqrt{n}$$

یعنی توزیع آماری فوتون‌ها در یک پرتوی همدوس، از نوع پواسونی است. همچنین به ازاء \bar{n} بزرگ، اندازه نسبی افت و خیزها $(\frac{\Delta n}{\bar{n}})$ کاهش می‌یابد.

محدودتر بودن توزیع زیرپواسونی نسبت به پواسونی، دلیلی بر نظم بیشتر آن است. پرتوی نوری که از آمار زیرپواسونی پیروی می‌کند، هیچ همتای کلاسیکی ندارد و دلیل روشنی بر ماهیت کوانتومی نور است. در واقع، مشاهده نور با آمار زیرپواسونی بسیار مشکل است. به همین دلیل معمولاً در متون اپتیک مورد بحث قرار نمی‌گیرد. می‌توان نشان داد پرتوی نور شکل (2-الف) به طول L ، نمونه‌ای از برقراری آمار زیرپواسونی است. در این پرتو، فاصله زمانی بین فوتون‌ها ثابت است. بنا بر این، تعداد فوتون‌ها در هر بار اندازه‌گیری در طول L ، یکسان بدست می‌آید. برای آمار زیرپواسونی ایده‌آل، رابطه $\Delta n = 0$ برقرار است.

به عنوان نمونه‌ای از پرتوی نوری با آمار فراپواسونی می‌توان از چشمه‌های آشوبی (مثلاً یک چشمه حرارتی نور) نام برد.

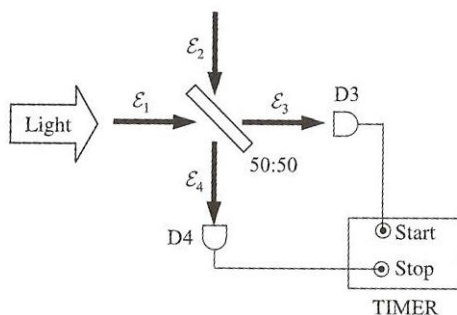
به طوری که نتیجه نهایی آزمایش متناسب با میانگین زمانی حاصل ضرب i_1 و i_2 خواهد بود. البته این جریان‌ها به نوبه خود با شدت‌های نور فرودی بر نورسنج‌ها، یعنی I_1 و I_2 متناسب هستند. اگر d کوچک باشد، دو آشکارساز پرتوها را از یک ناحیه چشمه نور جمع‌آوری می‌کنند و از این رو I_1 و I_2 ، برابر و کاملاً هم‌بسته خواهند بود. با افزایش d ، آشکارسازها می‌توانند بین پرتوهای نور رسیده از بخش‌های مختلف چشمه تفاوت قائل شوند و همبستگی شدت‌ها کاهش می‌یابد. به این ترتیب، همبستگی بین I_1 و I_2 به بزرگی d وابسته است.

هانبری براون و توپیس بعدها با تغییر آزمایش نخستین خود، مطابق شکل (4) پرتوهای نوری چشمه را با استفاده از یک پرتوشکن (BS) 50/50، به دو بخش عبوری (میدان الکتریکی \mathcal{E}_3) و بازتابی (میدان \mathcal{E}_4) با شدت‌های مساوی تقسیم کرده و به سوی دو آشکارساز گسیل داشتند. در این آزمایش، میزان همبستگی بین شدت پرتو در آشکارساز D3 (در لحظه t) و در آشکارساز D4 (در لحظه $t + \tau$) اندازه‌گیری می‌شود که "تابع همبستگی مرتبه دوم" نام دارد ("تابع همبستگی مرتبه اول" میزان هم‌مدوسی میدان‌های الکتریکی را تعیین می‌کند). تابع همبستگی مرتبه دوم عبارت است از:

$$g^{(2)}(\tau) = \frac{\langle \mathcal{E}_3^*(t) \mathcal{E}_4^*(t + \tau) \mathcal{E}_4(t + \tau) \mathcal{E}_3(t) \rangle}{\langle \mathcal{E}_3^*(t) \mathcal{E}_3(t) \rangle \langle \mathcal{E}_4^*(t + \tau) \mathcal{E}_4(t + \tau) \rangle}$$

$$= \frac{\langle I_3(t) I_4(t + \tau) \rangle}{\langle I_3(t) \rangle \langle I_4(t + \tau) \rangle}$$

(3)

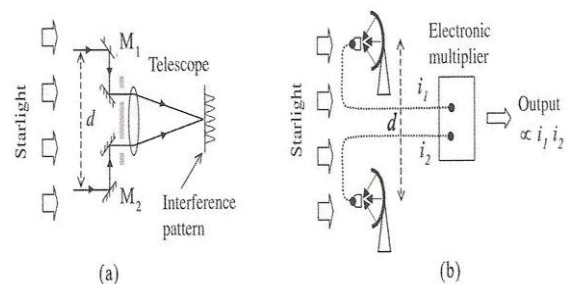


آزمایش‌های نخستین خود را با استفاده از تداخل‌سنج شدتی انجام دادند. کار آنها سبب بهبود تداخل‌سنج ستاره‌ای مایکلسون شد. شکل (3) طرحی از این دو تداخل‌سنج را نشان می‌دهد.

در تداخل‌سنج ستاره‌ای مایکلسون، نور حاصل از یک چشمه توسط دو آینه که به فاصله d از هم قرار دارند، جمع‌آوری شده و سپس، الگوی تداخلی آنها در صفحه کانونی یک عدسی تشکیل می‌شود. تفکیک زاویه‌ای مربوطه از رابطه زیر بدست می‌آید [9]:

$$\delta\theta_r = \frac{1/22\lambda}{d}$$

که در آن، λ بیانگر طول موج نور است. برای بهبود تفکیک زاویه‌ای لازم است d افزایش یابد. اما در این صورت، ثابت نگه‌داشتن آینه‌ها برای مشاهده فریزهای تداخلی مشکل می‌شود.



شکل a-3) تداخل‌سنج ستاره‌ای مایکلسون (b) تداخل

سنج ستاره‌ای هانبری براون و توپیس.

برای حل این مشکل، هانبری براون و توپیس آزمایشی ساده طرح کردند که در شکل (3-ب) نشان داده شده است. شیوه کار آنها به سهولت اندازه‌گیری‌ها انجامید، به طوری که برای نخستین بار قطر هزاران ستاره درخشان بدست آمد [10].

در تداخل‌سنج هانبری براون و توپیس (HBT) پرتوهای نوری چشمه به سوی دو نورسنج گسیل شده و سپس یک مدار الکتریکی، همبستگی بین جریان‌های i_1 و i_2 در نورسنج‌ها را اندازه‌گیری می‌کند [11].

می‌شود. یک میدان کلاسیک می‌تواند دارای شدت پایا (یعنی مستقل از زمان) و یا وابسته به زمان باشد.

چشمه نور با شدت میانگین ثابت

در آزمایش HBT چشمه‌ای با شدت وابسته به زمان را در نظر می‌گیریم که دارای شدت میانگین ثابتی است:

$$\langle I(t) \rangle = \langle I(t+\tau) \rangle$$

در نتیجه، داریم: $\langle \Delta I(t) \rangle = 0$ و:

$$\begin{aligned} \langle I_3(t)I_4(t+\tau) \rangle &= \langle (\langle I \rangle + \Delta I(t))(\langle I \rangle + \Delta I(t+\tau)) \rangle \\ &= \langle I \rangle^2 + \langle I \rangle \langle \Delta I(t) \rangle + \\ &\quad \langle I \rangle \langle \Delta I(t+\tau) \rangle + \langle \Delta I(t)\Delta I(t+\tau) \rangle \\ &= \langle I \rangle^2 + \langle \Delta I(t)\Delta I(t+\tau) \rangle \end{aligned} \quad (5)$$

اگر $\tau \gg \tau_c$ باشد، افت و خیز شدت نور در زمان t و $t+\tau$ کاملاً از یکدیگر مستقل خواهند بود و بنا بر این، جمله آخر سمت راست معادله (5) برابر با صفر خواهد شد:

$$\langle I_3(t)I_4(t+\tau) \rangle_{\tau \gg \tau_c} = \langle I \rangle^2$$

و بنابراین:

$$g^{(2)}(\tau)_{\tau \gg \tau_c} = \frac{\langle I_3(t)I_4(t+\tau) \rangle}{\langle I(t) \rangle^2} = \frac{\langle I(t) \rangle^2}{\langle I(t) \rangle^2} = 1 \quad (6)$$

از سوی دیگر اگر $\tau \simeq \tau_c$ باشد، در این صورت بین افت و خیز شدت در زمان t و $t+\tau$ یک همبستگی وجود خواهد داشت.

اندازه‌گیری همزمان شدت ($\tau = 0$) از اهمیت زیادی برخوردار است، لذا مقدار $g^{(2)}(0)$ را بدست می‌آوریم:

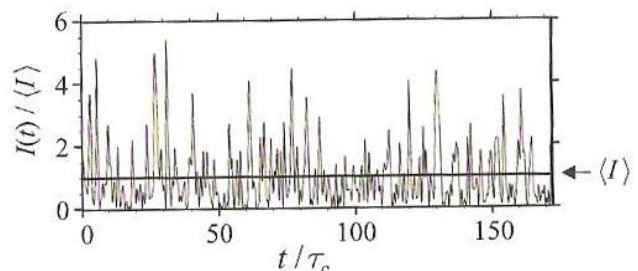
$$g^{(2)}(0) = \frac{\langle I(t)^2 \rangle}{\langle I(t) \rangle^2}$$

شکل 4- تداخل سنج هانبری براون و توییس.

مقدار این تابع به فاصله زمانی τ بین اندازه‌گیری‌های شدت در دو آشکارساز وابسته است. $I(t)$ و $\mathcal{E}(t)$ ، به ترتیب میدان الکتریکی و شدت نور در زمان t هستند و $\langle \dots \rangle$ بیانگر میانگین زمانی است. زمان همدوسی چشمه نور (τ_c) به عنوان مقیاس زمانی مربوط به افت و خیز شدت نور ($\Delta I(t)$) در نظر گرفته می‌شود. شدت نور در هر لحظه از رابطه زیر بدست می‌آید:

$$I(t) = \langle I \rangle + \Delta I(t) \quad (4)$$

شکل (5) افت و خیز شدت نور یک چشمه آشوبی با زمان همدوسی τ_c را نشان می‌دهد و بیانگر آن است که شدت، حول $\langle I \rangle$ در نوسان است [12]. در ادامه به تحلیل آزمایش HBT بر اساس نگرش‌های مختلف می‌پردازیم.



شکل 5- افت و خیز شدت برای یک چشمه نور آشوبی.

1-2. آزمایش HBT در نگرش کلاسیک

منظور از یک میدان الکترومغناطیسی کلاسیک، موجی است که دقیقاً توسط معادلات ماکسول توصیف

توجه داریم که افت و خیز شدت نور، به طور یکسانی در بالا و پایین شدت میانگین صورت می گیرد و بنا بر این، میانگین توان دوم شدت، بزرگتر از میانگین شدت است:

$$\langle I(t) \rangle^2 \leq \langle [I(t)]^2 \rangle$$

که همان نامساوی کوشی-شوارتز است [12-13].

در نتیجه:

$$g^{(2)}(0) \geq 1 \quad (7)$$

پیداست که برای هر چشمه‌ای با افزایش τ ، مقدار $g^{(2)}(\tau)$ کاهش می‌یابد و به ازای $\tau_c \gg \tau$ به سمت واحد میل خواهد کرد.

$$g^{(2)}(0) \geq g^{(2)}(\tau) \quad (8)$$

برای نور آشوبی (مثلا نور حاصل از یک منبع حرارتی) رابطه $g^{(2)}(0) = 2$ برقرار است [13].

چشمه‌های با شدت ثابت

برای یک چشمه نور تکفام با همدوسی کامل و شدت پایای I_0 ، به ازای تمام مقادیر τ خواهیم داشت:

$$g^{(2)}(\tau) = \frac{\langle I_3(t) I_4(t+\tau) \rangle}{\langle I(t) \rangle^2} = \frac{I_0^2}{I_0^2} = 1 \quad (9)$$

می‌بینیم که در معادلات (7 و 8) تساوی هنگامی برقرار است که میدان فرودی کاملا پایا باشد.

به این ترتیب، از آزمایش HBT درمی‌یابیم که مقدار تابع هم بستگی مرتبه دوم نمادی از میزان افت و خیز در شدت نور و نیز همدوسی است. در شکل (6) نمودار تابع هم بستگی مرتبه دوم مربوط به چشمه‌های نور آشوبی و کاملا همدوس مقایسه شده‌اند.

شکل 6: تابع همبستگی مرتبه دوم $g^{(2)}(\tau)$ برای نور آشوبی و نور کاملا همدوس

در چشمه نور آشوبی، فرآیند نشر کاتوره‌ای است، به این معنی که گسیل نور از میلیون‌ها اتم صورت می‌گیرد. فرض بر این است که اتم‌ها با فرکانس یکسانی نور را گسیل می‌کنند، اما فاز نور به واسطه برخوردی کاتوره‌ای بین آنها تغییر می‌کند. بنا بر این، شدت نور در بازه‌های زمانی قابل مقایسه با زمان همدوسی τ_c دچار افت و خیز می‌شود.

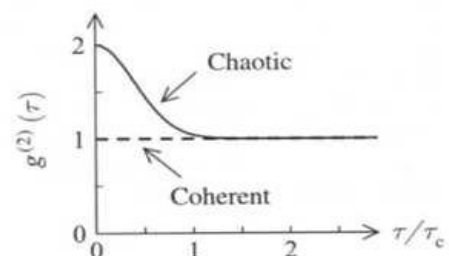
در آزمایش HBT، رابطه $g^{(2)}(0) = 1$ برای نور کاملا همدوس، مرجع مناسبی برای دسته‌بندی انواع دیگر نور فراهم می‌آورد که به طور خلاصه در جدول (2) ارائه شده‌است. این جدول نشان می‌دهد که پرتوهای نور دسته‌ای و همدوس از دیدگاه کلاسیک قابل توصیف هستند، اما بروز پرتوی نور غیردسته‌ای یک پدیده کاملا کوانتومی است که نمی‌تواند بر اساس تئوری‌های کلاسیک توجیه شود.

جدول 2: طبقه‌بندی پرتوهای نور بر اساس مقادیر $g^{(2)}(\tau)$. نور غیردسته‌ای کاملا کوانتومی است و هیچ معادل کلاسیک ندارد.

$g^{(2)}(0)$	جریان فوتونی	توصیف کلاسیک
> 1	دسته‌ای	آشوبی
1	کاتوره‌ای	همدوس
< 1	غیردسته‌ای	ندارد

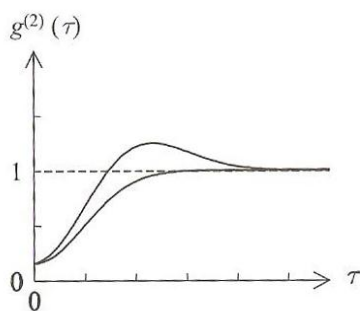
نمایی ساده از انواع پرتوهای نور در شکل (7) نشان می‌دهد که در یک پرتوی نور فاصله زمانی بین تک فوتون‌ها، منظم یا نامنظم است و یا فوتون‌ها به صورت انبوه با هم در یک دسته قرار دارند [1].

چنان که از این شکل پیداست، در پرتوی نور کاملا همدوس، فاصله زمانی بین فوتون‌ها غیرمنظم است و



برای دو شکل ممکن پرتوی نور غیردسته‌ای نشان داده شده است [1].

به‌طور خلاصه، مقدار تابع همبستگی مرتبه دوم در $\tau = 0$ معیار مناسبی است برای تشخیص این که کدام یک از مدل‌های تئوری فیزیکی، کوانتومی یا کلاسیک، توان ارائه تحلیل درستی از رفتار پرتوی نور مورد مطالعه را دارد. لذا، در ادامه عمدتاً به بررسی مقدار $g^{(2)}(0)$ می‌پردازیم.



شکل 8: تابع همبستگی مرتبه دوم $g^{(2)}(\tau)$ برای دو حالت نور غیردسته‌ای

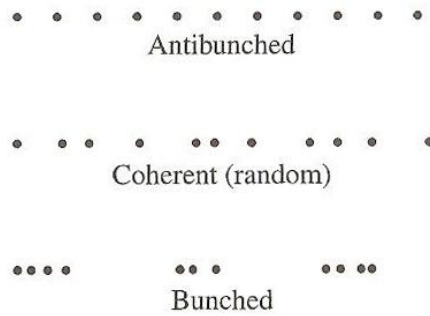
2-2: آزمایش HBT از دیدگاه نیمه‌کلاسیک

"لمب" و "اسکالی" در سال ۱۹۶۰ برای اندازه‌گیری $g^{(2)}(\tau)$ ، یک مدل نیمه‌کلاسیک را پیشنهاد دادند [14]. در این مدل اتم‌های آشکارسازها با نگاه کوانتومی و میدان‌های پرتوی نور از دید کلاسیک بررسی می‌شوند و فرض بر آن است که فرآیند تبدیل تشعشعات پیوسته الکترومغناطیسی به فوتوالکترون‌های گسسته در آشکارسازها به صورت کاتوره‌ای اتفاق می‌افتد. به این ترتیب، احتمال شمارش تک‌فوتون‌ها توسط آشکارساز D3 در یک بازه زمانی کوتاه Δt متناسب است با میانگین شدت میدان فرودی بر آن:

$$P_3 \Delta t = \eta_3 \langle I_3(t) \rangle \Delta t$$

η_3 ، بازده آشکارساز (۳) است. احتمال اینکه در بازه زمانی Δt یک شمارش فوتونی در آشکارساز D3 و یک

بنا بر این، امکان مشاهده فوتون در دو آشکارساز به ازای تمام مقادیر τ ، یکسان است و رابطه $g^{(2)}(\tau) = 1$ در کل گستره مقادیر τ برقرار است. به یاد داریم که پرتوی نور همدوس از لحاظ آماری دارای توزیع پواسونی است.



شکل 7: شار فوتونی مربوط به نور غیردسته‌ای، نور همدوس و نور دسته‌ای

برای پرتوی نور دسته‌ای، هر چه فاصله زمانی τ کوچکتر باشد، امکان ثبت فوتون در دو آشکارساز بیشتر است. بدین ترتیب، پرتوی نور دسته‌ای با شرایط کلاسیک (معادلات (7) و (8)) سازگاری دارد. از مقایسه این نتایج با جدول (2) پیداست که پرتوی نور آشوبی، از نوع دسته‌ای است.

در پرتوی نور غیردسته‌ای فوتون‌ها با فاصله زمانی منظم حرکت می‌کنند. در این مورد، احتمال مشاهده فوتون در دو آشکارساز در فاصله زمانی τ ی کوچک، برابر با صفر است و با افزایش τ ، افزایش می‌یابد. پس برای پرتوی نور غیردسته‌ای داریم:

$$g^{(2)}(0) \langle g^{(2)}(\tau) \rangle$$

$$g^{(2)}(0) \langle 1 \rangle$$

این نتایج با روابط کلاسیک (7 و 8) ناسازگارند و نشان می‌دهند که پرتوی نور غیردسته‌ای جلوه‌ای کاملاً کوانتومی از امواج الکترومغناطیسی است و با فیزیک کلاسیک همخوانی ندارد (بیشتر دیدیم که آمار زیرپواسونی نیز مانند نور غیردسته‌ای دلیل روشنی بر ماهیت کوانتومی نور است). تابع $g^{(2)}(\tau)$ در شکل (8)

تشریح رفتار فوتون‌های غیردسته‌ای در آزمایش HBT به گلوبر اهدا شد [15].

مقدار انتظاری $g^{(2)}(\tau)$ با توجه به حالت میدان در آشکارسازها تعیین می‌شود و این حالت‌ها نیز به‌نوبه خود از حالت میدان فرودی بر پرتوشکن نتیجه می‌شوند [1]. در تئوری‌های کوانتمی، هم میدان‌های الکترومغناطیسی و هم اتم‌های آشکارساز از دید کوانتمی بررسی می‌شوند. (کوانتیزاسیون میدان‌ها غالباً "کوانتش ثانویه" نامیده می‌شود). در اینجا، میدان‌های الکتریکی بر اساس عملگرهای خلق و نابودی (\hat{a} و \hat{a}^\dagger) تعریف می‌شوند [16,17]. در مدل‌های کوانتمی هر فوتون تنها یک بار قابل آشکارسازی است. به عبارت دیگر، اگر یک فوتون بر پرتوشکن فرود آید، آن فوتون تنها در یکی از آشکارسازها می‌تواند ثبت شود و دو آشکارساز نمی‌توانند به‌طور هم‌زمان فوتون را ثبت کنند. نتایج آزمایش HBT را نمی‌توان با یک تئوری کلاسیک یا نیمه‌کلاسیک توجیه نمود و برای این منظور، می‌بایست از نگرش کوانتمی بهره‌گیریم. نکته کلیدی در چنین آزمایش‌هایی ایجاد میدانی است که دقیقاً یک فوتون را بر پرتوشکن بتاباند و پرتو ضعیفی که به‌طور متوسط حاوی یک فوتون یا کمتر باشد، برای این نوع آزمایش‌ها مناسب نیست. می‌توان تعریف کلاسیک تابع هم‌بستگی مرتبه دوم را به صورت زیر بازنویسی نمود:

$$g^{(2)}(\tau) = \frac{\langle n_3(t)n_4(t+\tau) \rangle}{\langle n_3(t) \rangle \langle n_4(t+\tau) \rangle}$$

$n_3(t)$ ، تعداد فوتون‌های ثبت‌شده در آشکارساز D3 در زمان t و $n_4(t+\tau)$ ، تعداد فوتون‌های مشاهده‌شده در آشکارساز D4 در زمان $t+\tau$ است. تابع هم‌بستگی مرتبه دوم بر مبنای عملگرهای کوانتمی خلق و نابودی به صورت زیر در می‌آید:

$$g^{(2)}(\tau) = \frac{\langle \hat{a}_3^\dagger(t)\hat{a}_4^\dagger(t+\tau)\hat{a}_4(t+\tau)\hat{a}_3(t) \rangle}{\langle \hat{a}_3^\dagger(t)\hat{a}_3(t) \rangle \langle \hat{a}_4^\dagger(t+\tau)\hat{a}_4(t+\tau) \rangle}$$

معادله بالا به ازای $\tau = 0$ ، به شکل زیر در می‌آید:

شمارش فوتونی دیگر نیز پس از زمان τ در آشکارساز D4 انجام شود، برابر است با:

$$P_{34}(\tau)\Delta t^2 = \eta_3\eta_4 \langle I_4(t+\tau)I_3(t) \rangle \Delta t^2$$

پس برای تابع هم‌بستگی مرتبه دوم داریم:

$$g^{(2)}(\tau) = \frac{P_{34}(\tau)}{P_3P_4}$$

در آشکارسازی هم‌زمان ($\tau = 0$)، برای میدان‌های کلاسیک با توجه به نامساوی کوشی-شوارتز داریم:

$$g^{(2)}(0) = \frac{P_{34}(0)}{P_3P_4} \geq 1$$

اگر دو آشکارساز کاملاً ناهم‌بسته باشند، می‌توان نوشت: $P_{34}(0) = P_3P_4$. در نتیجه، $g^{(2)}(0)$ به کمترین مقدار خود، یعنی واحد خواهد رسید. اگر شدت پرتو افت و اخیز داشته‌باشد، $g^{(2)}(\tau) > 1$ خواهد شد که بیانگر همبستگی مثبت است.

بنا بر این برای میدان‌های کلاسیک، $g^{(2)}(0)$ نمی‌تواند کمتر از یک باشد، یعنی فوتون‌های شمارش‌شده در آشکارسازهای D3 و D4 نمی‌توانند ضد هم‌بسته باشند. به عبارت دیگر، امکان ندارد که شدت در یک آشکارساز کاهش و در عین حال در دیگری افزایش یابد. این امر ناشی از آن است که پرتوشکن، میدان کلاسیک فرودی را به دو بخش همانند تقسیم می‌کند و شدت پرتوهای این دو بخش یا تواما افت و خیز می‌کنند (هم‌بستگی مثبت) یا اصلاً افت و خیزی ندارند (ناهم‌بسته).

3-2. آزمایش HBT از نگاه کوانتمی

از زمانی که هانبری‌براون و توییس نخستین آزمایش خود را انجام دادند، اهمیت نظریه شمارش فوتوالکتریک مشخص شد. نیمی از جایزه نوبل فیزیک سال 2005 به دلیل پژوهش‌های کوانتمی پیشرفته در توضیح پدیده‌های نوری، توجیه اثر فوتوالکتریک و

$$\begin{aligned}\hat{a}_1^\dagger \hat{a}_1^\dagger \hat{a}_1 \hat{a}_1 &= \hat{a}_1^\dagger (\hat{a}_1 \hat{a}_1^\dagger - 1) \hat{a}_1 \\ &= \hat{a}_1^\dagger \hat{a}_1 \hat{a}_1^\dagger \hat{a}_1 - \hat{a}_1^\dagger \hat{a}_1 \\ &= \hat{n}_1 \hat{n}_1 - \hat{n}_1 \\ &= \hat{n}_1 (\hat{n}_1 - 1)\end{aligned}$$

که در آن $\hat{n}_1 = \hat{a}_1^\dagger \hat{a}_1$ ، عملگر شمارش فوتون‌های فرودی است. به این ترتیب، معادله (10) به صورت:

$$g^{(2)}(0) = \frac{\langle \psi_1 | \hat{n}_1 (\hat{n}_1 - 1) | \psi_1 \rangle / 4}{(\langle \psi_1 | \hat{n}_1 | \psi_1 \rangle / 2)^2}$$

در می‌آید. در نتیجه:

$$g^{(2)}(0) = \frac{\langle \hat{n}_1 (\hat{n}_1 - 1) \rangle}{\langle \hat{n}_1 \rangle^2}$$

اگر تعداد فوتون‌های فرودی برابر با n_1 باشد، می‌توان نوشت:

$$g^{(2)}(0) = \frac{n_1(n_1 - 1)}{n_1^2} \quad (11)$$

بنابراین، به ازای $n_1 = 1$ یعنی برای یک پرتوی غیردسته‌ای متشکل از تک‌فوتون‌های با فواصل زمانی منظم، نتیجه غیرکلاسیک $g^{(2)}(0) = 0$ بدست می‌آید. در حقیقت، احتمال مشاهده هم‌زمان این تک‌فوتون‌ها در دو آشکارساز، صفر است (البته در آزمایشگاه، مقادیر نزدیک به صفر برای تابع هم‌بستگی مرتبه دوم به ازای $\tau = 0$ بدست آمده‌است که در ادامه به دلیل آن خواهیم پرداخت). برای $\tau > 0$ ، رابطه $g^{(2)}(\tau) > 0$ برقرار است، چرا که پس از مشاهده یک تک‌فوتون در $t = 0$ در آشکارساز D3، احتمال ثبت فوتون در آشکارساز D4، با گذر زمان افزایش می‌یابد.

بنا بر معادله (11)، برای فوتون‌های دسته‌ای رابطه $g^{(2)}(0) \neq 0$ برقرار است. در این پرتو بخشی از فوتون‌ها به سوی آشکارساز D3 و بقیه به سوی آشکارساز D4 گسیل می‌شوند. این دو دسته دوباره به‌طور هم‌زمان به آشکارسازها می‌رسند و بنا بر این، احتمال زیادی برای ثبت هم‌زمان این فوتون‌ها در دو آشکارساز وجود خواهد داشت. این احتمال با افزایش τ

$$g^{(2)}(0) = \frac{\langle \hat{a}^{+3}(t) \hat{a}^{+4}(t) \hat{a}_4(t) \hat{a}_3(t) \rangle}{\langle \hat{a}^{+3}(t) \hat{a}_3(t) \rangle \langle \hat{a}^{+4}(t) \hat{a}_4(t) \rangle} \quad (10)$$

برای فاز خاصی از نور می‌توان میدان‌های عبوری (ε_3) و بازتابشی (ε_4) را بر اساس میدان‌های فرودی (ε_1) و محیطی (ε_2) به صورت زیر نوشت:

$$\varepsilon_3 = (\varepsilon_1 - \varepsilon_2) / \sqrt{2}$$

$$\varepsilon_4 = (\varepsilon_1 + \varepsilon_2) / \sqrt{2}$$

و به‌طور مشابه، بنا بر عملگرها داریم:

$$\hat{a}_3 = (\hat{a}_1 - \hat{a}_2) / \sqrt{2}$$

$$\hat{a}_4 = (\hat{a}_1 + \hat{a}_2) / \sqrt{2}$$

فرض می‌کنیم که مؤلفه میدان محیطی، ε_2 ، غایب باشد و تنها میدان فرودی ε_1 موجود باشد. به این ترتیب، تابع موج فرودی بر پرتوشکن را به شکل زیر می‌نویسیم:

$$|\psi\rangle = |\psi_1, 0\rangle = |\psi_1\rangle$$

بنا بر این، عبارات ظاهر شده در صورت و مخرج رابطه (10) به شکل زیر بدست می‌آیند:

$$\begin{aligned}\langle \hat{a}_3^\dagger \hat{a}_3 \rangle &= \langle \psi_1 | (\hat{a}_1^\dagger \hat{a}_1 - \hat{a}_1^\dagger \hat{a}_2 - \hat{a}_2^\dagger \hat{a}_1 + \hat{a}_2^\dagger \hat{a}_2) | \psi_1 \rangle / 2 \\ &= \langle \psi_1 | \hat{a}_1^\dagger \hat{a}_1 | \psi_1 \rangle / 2 \\ &= \langle \psi_1 | \hat{n}_1 | \psi_1 \rangle / 2\end{aligned}$$

و:

$$\begin{aligned}\langle \hat{a}_4^\dagger \hat{a}_4 \rangle &= \langle \psi_1 | (\hat{a}_1^\dagger \hat{a}_1 + \hat{a}_1^\dagger \hat{a}_2 + \hat{a}_2^\dagger \hat{a}_1 + \hat{a}_2^\dagger \hat{a}_2) | \psi_1 \rangle / 2 \\ &= \langle \psi_1 | \hat{a}_1^\dagger \hat{a}_1 | \psi_1 \rangle / 2 \\ &= \langle \psi_1 | \hat{n}_1 | \psi_1 \rangle / 2\end{aligned}$$

و همچنین:

$$\begin{aligned}\langle \hat{a}_3^\dagger \hat{a}_4^\dagger \hat{a}_4 \hat{a}_3 \rangle &= \langle \psi_1 | (\hat{a}_1^\dagger - \hat{a}_2^\dagger)(\hat{a}_1^\dagger + \hat{a}_2^\dagger)(\hat{a}_1 + \hat{a}_2)(\hat{a}_1 - \hat{a}_2) | \psi_1 \rangle / 4 \\ &= \langle \psi_1 | \hat{a}_1^\dagger \hat{a}_1^\dagger \hat{a}_1 \hat{a}_1 | \psi_1 \rangle / 4\end{aligned}$$

با توجه به روابط:

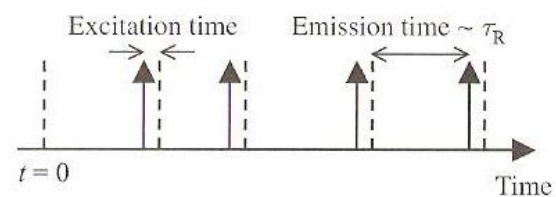
، کاهش می‌یابد، چرا که با گذشت زمان τ ، دیگر فوتونی بر آشکارساز D4 فرود نخواهد آمد.

3. مبانی تجربی و کاربردها

اولین آزمایش تجربی موفق برای گسیل پرتوی نور غیردسته‌ای توسط "کیمبل" و همکارانش در سال 1977 انجام شد [18]. امروزه روش‌های متنوعی برای تنظیم آهنگ گسیل فوتون‌ها و تولید پرتوی نور غیردسته‌ای توسط یک گسیلنده منفرد (مانند یک اتم، مولکول، نقطه کوانتومی نیمه‌رسانا یا مرکز رنگی منفرد) به کار می‌رود [18-21].

تا اینجا دریافتیم که پاسخ آزمایش HBT، به فاصله زمانی نشر فوتون‌ها مربوط می‌شود. فرایند برانگیختگی و نشر در یک چشمه آشوبی، به‌طور هم‌زمان در تعداد بیشماری اتم رخ می‌دهد که از نظر آماری مستقل از هم عمل می‌کنند و در نتیجه، یک پرتوی نور دسته‌ای حاصل می‌شود. اما در یک پرتوی نور غیردسته‌ای، فوتون‌ها به‌طور هم‌زمان از چشمه گسیل نمی‌شوند و فاصله زمانی منظمی بین تک‌فوتون‌های پیاپی وجود دارد. نشر پیاپی تک‌فوتون‌ها از یک اتم در شکل (9) نشان داده شده‌است. فرض می‌کنیم تک‌فوتونی که از یک اتم گسیل می‌شود، پیش از آنکه دوباره جذب شود و یا بر اتم دیگری اثر بگذارد، نمونه را ترک کند.

شکل 10: تابع همبستگی مرتبه دوم $g^{(2)}(\tau)$ برای پرتوی فوتونی حاصل از یک نقطه کوانتومی منفرد در دمای 4 K [15].



شکل 9: گسیل پیاپی تک‌فوتون‌ها از یک اتم که توسط پرتوی لیزر برانگیخته شده‌است.

پس از گسیل یک فوتون، اتم گسیلنده می‌تواند دوباره توسط پرتوی لیزر برانگیخته شود. گسیل بعدی در زمانی تقریباً مساوی با میانگین عمر تابشی گذار، τ_R ، صورت می‌گیرد (توجه داریم که احتمال گسیل دو فوتون توسط یک اتم در زمان خیلی کوچکتر از τ_R ،

از پرتوی نور غیردسته‌ای می‌توان در پردازش کوانتومی اطلاعات و کریپتوگرافی کوانتومی استفاده نمود [23-25]. کریپتوگرافی در واقع، هنر کدگذاری اطلاعات محرمانه ارسالی است و با آگاه نمودن ما از حضور استراق سمع‌کننده‌ها، روشی امن برای انتقال

- [2] McKeever J. et al. *Nature* 425, 2003, pp. 268.
- [3] Basche et al. *Phys. Rev. Lett.* 69, 1992, pp. 1516.
- [4] Knill E., Laflamme R., Milburn G.J. *Nature* 409, 2001, pp. 46.
- [5] Yuan Z. *Science* 295, 2002, pp. 102.
- [6] Michler P. et al. *Nature* 406, 2000, pp. 968.
- [7] Michler P. *Science* 290, 2000, pp. 2282.
- [8] Beveratos A. et al. *Phys. Rev. A.* 64, 2001, pp. 061802.
- [9] Brooker G.; *Modern Classical Optics*; Oxford University Press, 2003, pp. 434.
- [10] Hanbury Brown R., Twiss R.Q. *Nature* 178, 1957, pp. 1046.
- [11] Hanbury Brown R.; *The Intensity Interferometer: its Application to Astronomy*; Taylor and Francis: London, 1974, pp. 326.
- [12] Bain A.J., Squire A. *Opt. Common.* 1997, pp. 157.
- [13] Loudon R.; *The Quantum Theory of Light*; Oxford University Press, 2000, pp. 132.
- [14] Lamb W.E., Scully M.O.; *Polarization Matie Re.*, Presses University de France, 1969.
- [15] Glauber R.J.; *Quantum Theory of Optical Coherence*; Wiley-VCH: Weinheim, 2007.
- [16] Mandel L., Wolf E.; *Optical Coherence and Quantum Optics*; Cambridge University Press, 1995.
- [17] Gerry C.C., Knight P.L.; *Introductory Quantum Optics*; Cambridge University Press, 2005.
- [18] Kimble H.J., Dagenais M., Mandel L. *Phys. Rev. Lett.* 39, 1977, pp. 691.
- [19] Santori C. et al. *Phys. Rev. Lett.* 86, 2001, pp. 1502.
- [20] Grangier P., Sanders B., Vuckovic J., New. *J. Phys.* 6, 2004, pp. 85.
- [21] Bodefeld C., Ebbecke J., Toivonen J., Sapanen M., Lipsanen H., Wixforth A. *Phys. Rev. B* 74, 2006, pp. 035407.
- [22] Hennrich M., Kuhn A., Rempe G. *Phys. Rev. Lett.* 94, 2005, 053604.

اطلاعات در کانال‌های عمومی فراهم می‌کند. یکی از کاربردهای مکانیک کوانتومی، انتقال حالت یک ذره از یک نقطه به نقطه دیگر است. می‌دانیم که حالت کوانتومی یک ذره در اثر اندازه‌گیری تغییر می‌کند. این ویژگی تک‌فوتون‌ها و نیز حرکت منظم آنها در پرتوی نور غیردسته‌ای نقش کلیدی را در کریپتوگرافی کوانتومی به‌عهده دارند. در این حوزه، به منظور افزایش ایمنی در انتقال اطلاعات لازم است که حتماً از تک‌فوتون‌ها استفاده شود، زیرا در صورت کپی‌برداری، اطلاعات کوانتومی آن فوتون دیگر برای ما مفهوم نخواهد داشت و عملاً از نایمنی فرآیند انتقال اطلاعات آگاه می‌شویم. با گسیل بیش از یک فوتون توسط چشمه، ریسک کپی‌برداری و از دست دادن اطلاعات در هنگام ارسال بالا می‌رود. در حال حاضر یکی از اهداف دانشمندان، گسترش کریپتوگرافی کوانتومی برای ارتباطات ماهواره‌ای است. البته کریپتوگرافی کوانتومی از طریق فیبر نوری، ضریب ایمنی بالاتری نسبت به انتقال در فضای آزاد دارد.

4- نتیجه‌گیری

گاهی تحلیل‌های فیزیکی کوانتومی و کلاسیک به نتایجی یکسان می‌انجامند (که البته منطبق بر تجربیات آزمایشگاهی هستند). اما مواردی نیز یافت می‌شوند که توجیه‌شان تنها از عهده مدل‌های کوانتومی بر می‌آید. پرتوهای فوتونی غیردسته‌ای و همچنین پرتوهایی که از آمار فوتونی زیرپواسونی پیروی می‌کنند، در زمره این موارد هستند. مقدار تابع همبستگی مرتبه دوم ابزاری برای شناسایی انواع پرتوهای فوتونی است. در این مقاله تلاش شد تا برآورد جامعی از پرتوهای فوتونی گوناگون و به‌ویژه، فوتون‌های غیردسته‌ای ارائه شود.

مراجع

- [1] Fox M.; *Quantum Optics: An Introduction*; Oxford University Press, 2006.

-
- [25] Yamamoto Y., Santori CH., Solomon G., Vuckovic J., Fattal D., Waks E., Diamanti E. Progress in Informatic 1, 2005, pp. 5.
- [23] Gordon K.J. et al. IEEE J. Quantum Electron 40, 2004, pp. 900.
- [24] Hennrich M., Legero T., Kuhn A., Rempe G. New. J. Phys.6, 2004, pp. 86.