

# Experimente zur Autokorrelation von thermischer Strahlung

Jan Roß – 11.11.2016  
Seminar der Senioren der Fakultät für Physik

Inhalt

Untersuchungsmethoden zur Messung  
von Fluktuationen

Welche Verläufe werden erwartet?

Messung der Autokorrelation

Räumliche und zeitliche Kohärenz

Erreichte spektrale Auflösung

Erreichte elektronische Auflösung

Apparateprofil

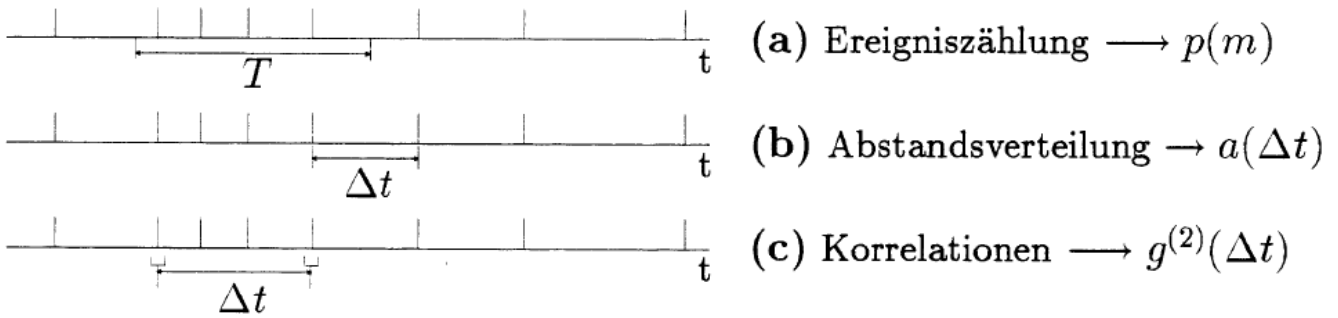
Ergebnisse Xe-Lampe

Ergebnisse Sonne / Halogenlampe

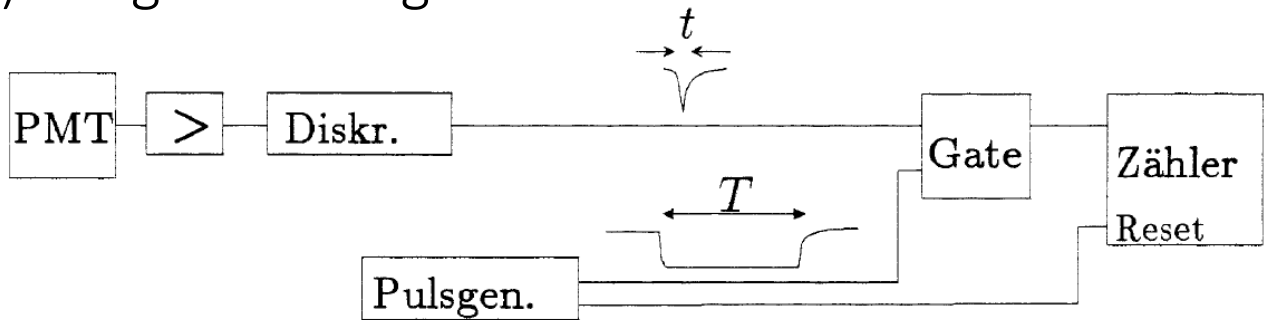
Bisherige Messungen & Einordnung

Zusätzliche Folien

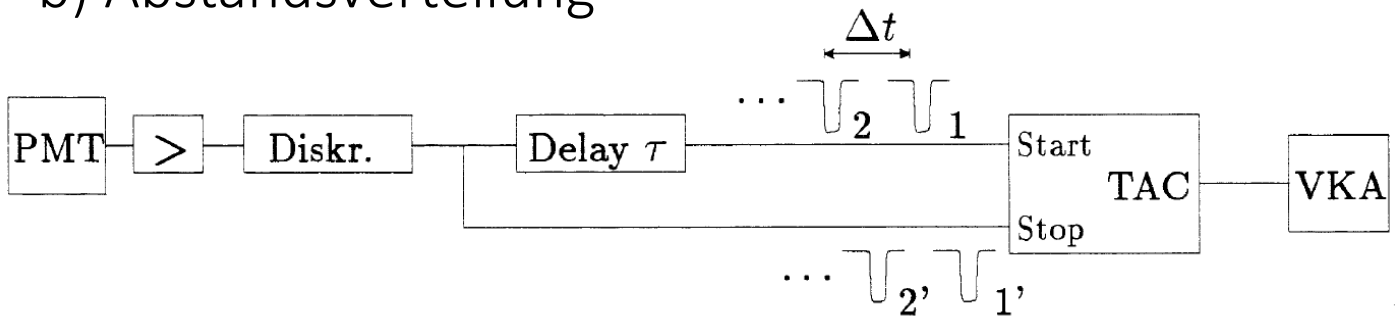
# Welche Methoden gibt es, um Fluktuationen von Licht zu untersuchen?



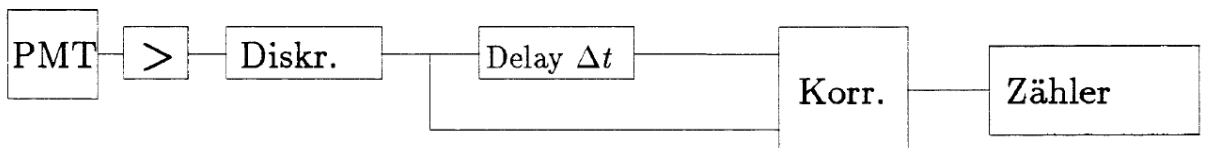
## a) Ereigniszählung



## b) Abstandsverteilung



## c) Korrelationen



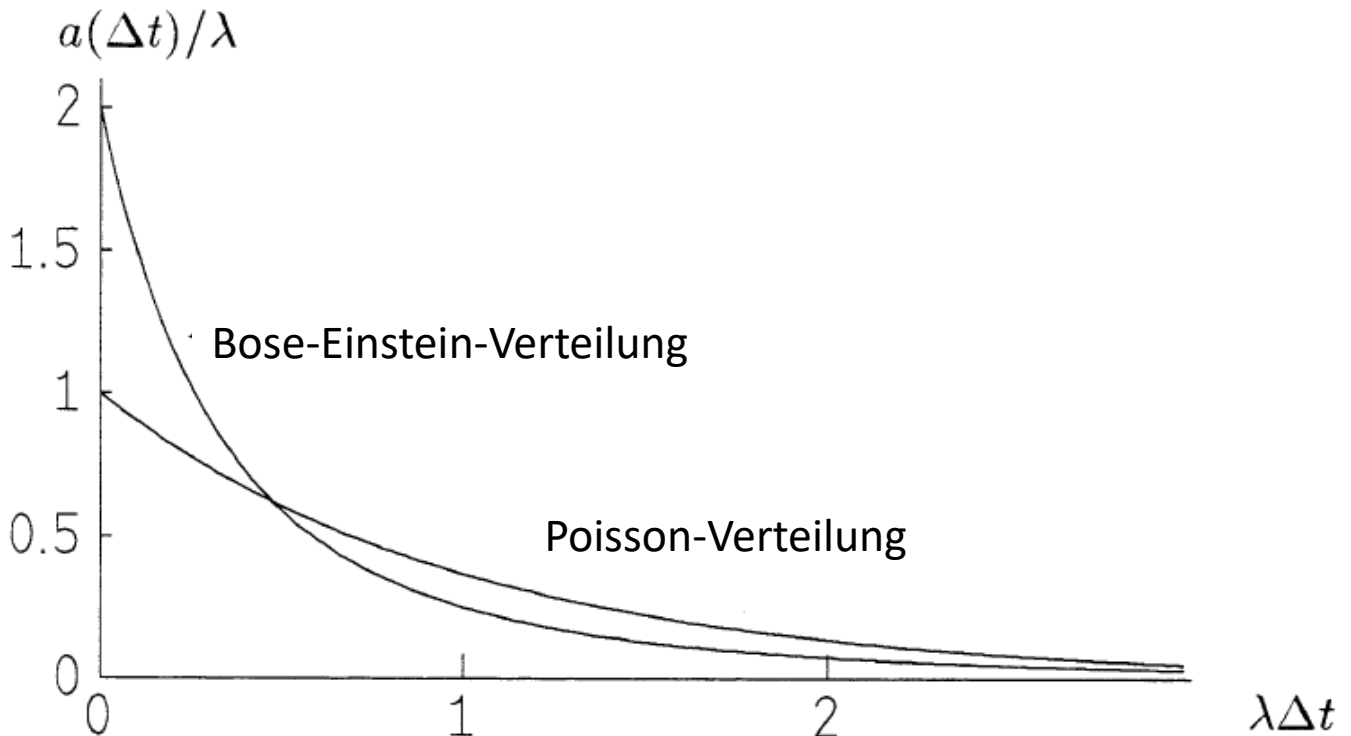
# Welche Verläufe werden erwartet?

Zufällige Ereignisse: Poisson-Verteilung

Abstandswahrscheinlichkeit

$$a(\Delta t)_{\text{Poisson}} = \lambda e^{-\lambda \Delta t}$$

$$\text{Rate } \lambda = \langle m \rangle / \Delta t$$



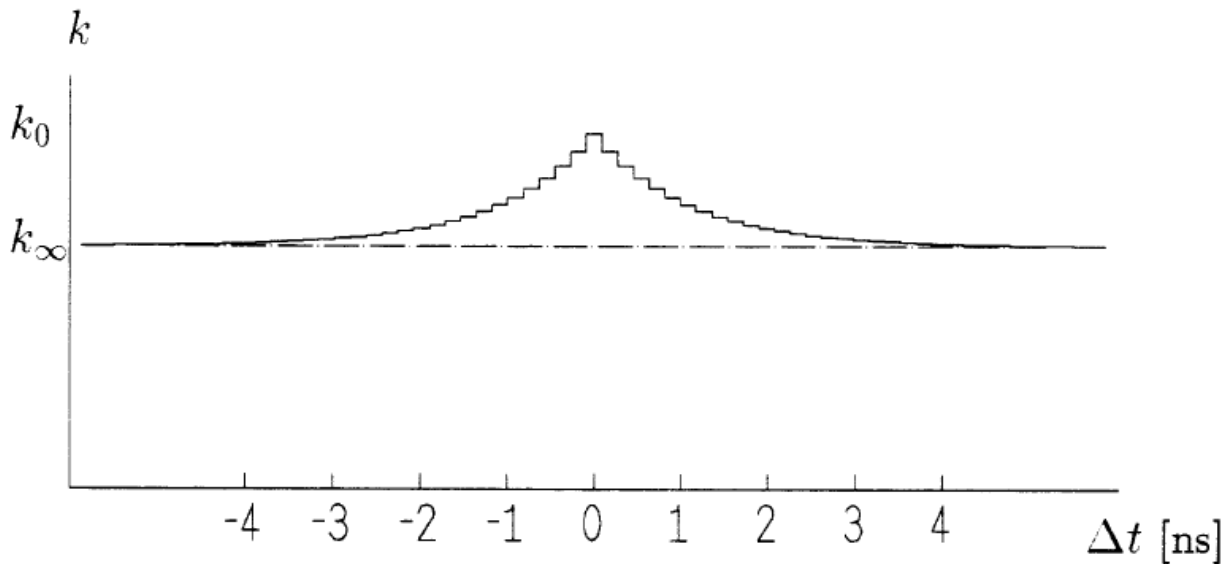
Intensitätskorrelationsfunktion

$$g_{\text{Lorentzprofil}}^{(2)}(\Delta t) = 1 + e^{-\pi \delta \nu \Delta t}$$

Verlauf Intensitätskorrelationsfunktion und Abstandswahrscheinlichkeit ist bei niedrigen Zählraten gleich

# Messung der Autokorrelation

Erwarteter Verlauf einer Abstandsmessung von Photonen



Idealisierte Abstandsmessung von Photonen  
- symmetrisch aufgetragen

$k$  Photonenpaare mit Abstand  $\Delta t$

Anstieg bei kleinen Zeitdifferenzen auf  $k_0$

Beliebige Zeitdifferenzen: Zufällige Koinzidenzen  $k_\infty$

(Poisson)

gerechnet nach  $g_{\text{Lorentzprofil}}^{(2)}(\Delta t) = 1 + e^{-\pi\delta\nu\Delta t}$

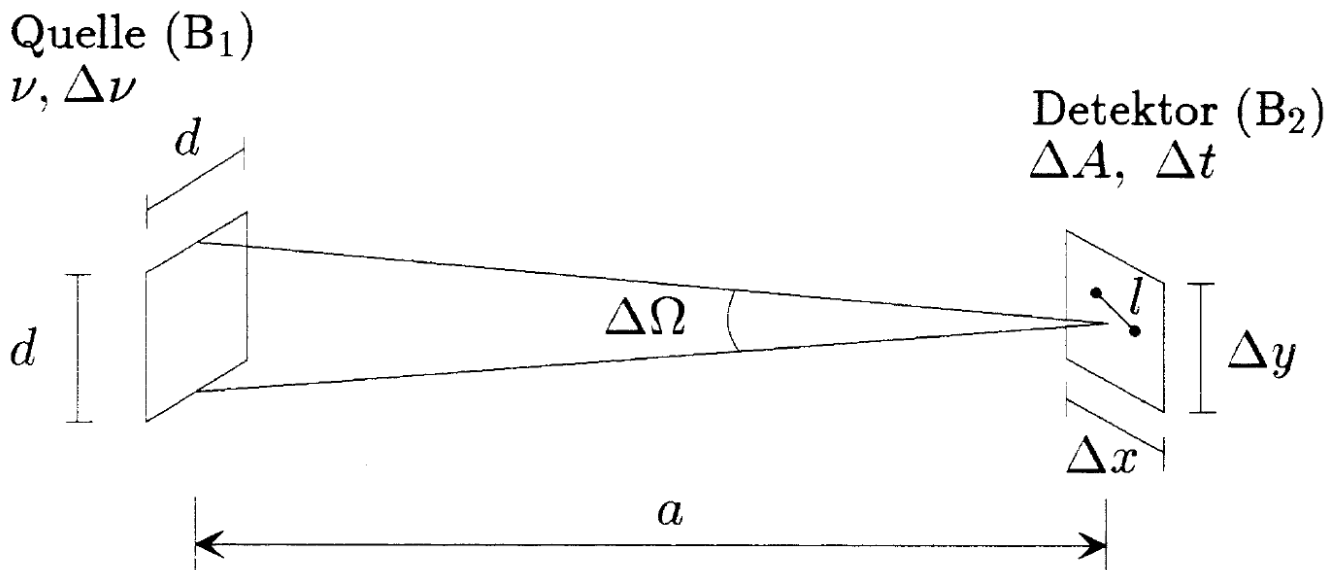
$g^{(2)}$ : Intensitätskorrelationsfunktion

Wert der **Autokorrelation** (bei  $\Delta t=0$ )

$$f_2 = \frac{k_0}{k_\infty}$$

# Autokorrelation und räumliche Kohärenz

## Räumliche und zeitliche Kohärenz



Blenden B<sub>1</sub>, B<sub>2</sub>

# Räumliche Kohärenz

$$\begin{aligned} Z_r &= \frac{\Delta A \Delta \Omega}{\lambda^2} = Z_x \cdot Z_y \\ &= \left( \frac{d}{\lambda a} \right) \Delta x \left( \frac{d}{\lambda a} \right) \Delta y \end{aligned}$$

durch Blenden leicht einzuhalten:

Quelle: z.B. Blende  $d=0.5\text{mm}$  bei  $\lambda=500\text{nm}$

Abstand  $a=1\text{m}$

→ Räumlicher Kohärenzbereich am  
Detektor:  $1/\text{mm}$

## Zeitliche Kohärenz

$$Z_t = \Delta \nu \Delta t$$

Schwerer zu erfüllen: PMT-Puls: 2ns →  
Messfenster  $\Delta t = 4\text{ns}$ , bei  $\lambda = 500\text{nm}$   
( $\nu = 6 \cdot 10^{14}\text{ Hz}$ ) – mit der Forderung  $Z_t = 0,1$   
folgt für die Linienbreite

$$\Delta \lambda = \frac{c Z_t}{\nu^2 \Delta t} = 2 \cdot 10^{-5} \text{nm}$$

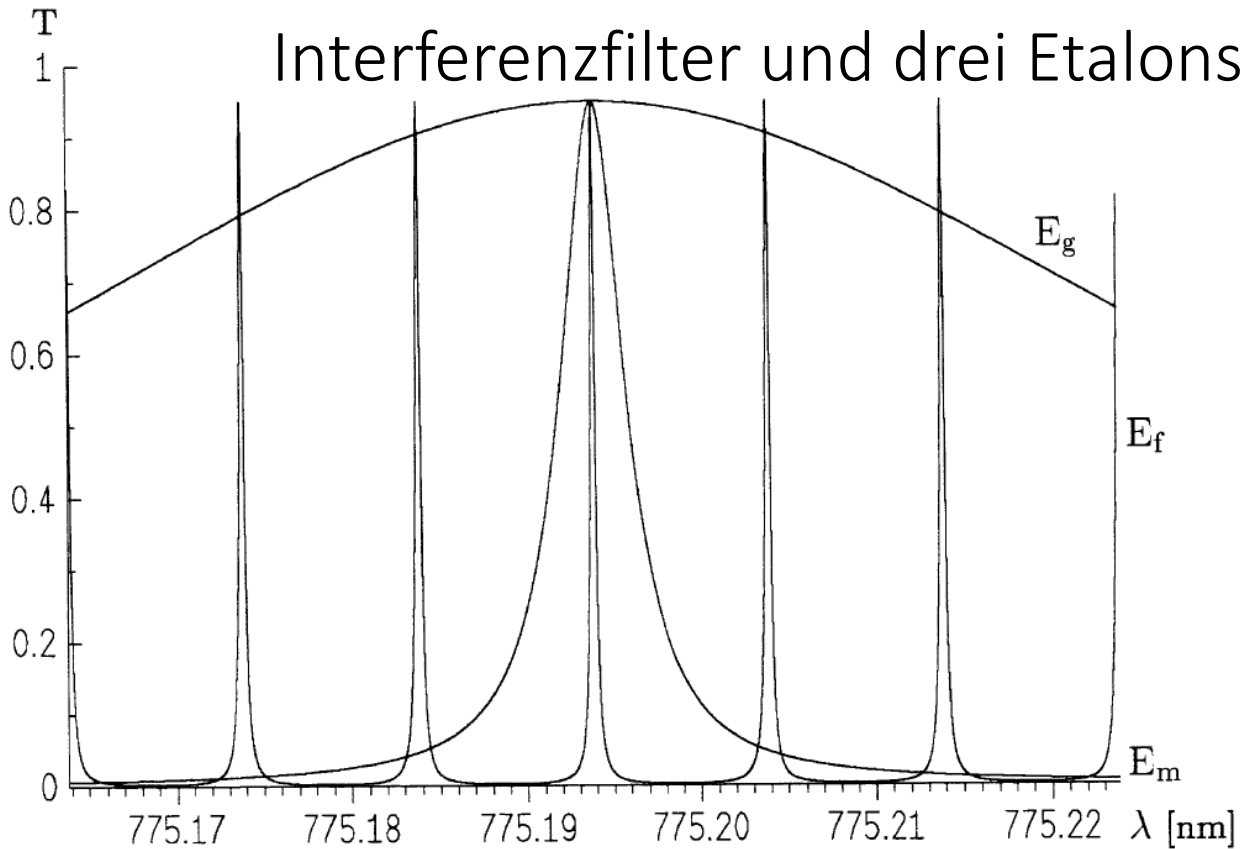
Diese Linienbreite war mit den gegebenen  
Mitteln nicht zu erfüllen.

Erreichbar:  $\Delta \lambda = 3.1 \cdot 10^{-4}\text{ nm}$  bei  $\lambda = 775\text{ nm}$

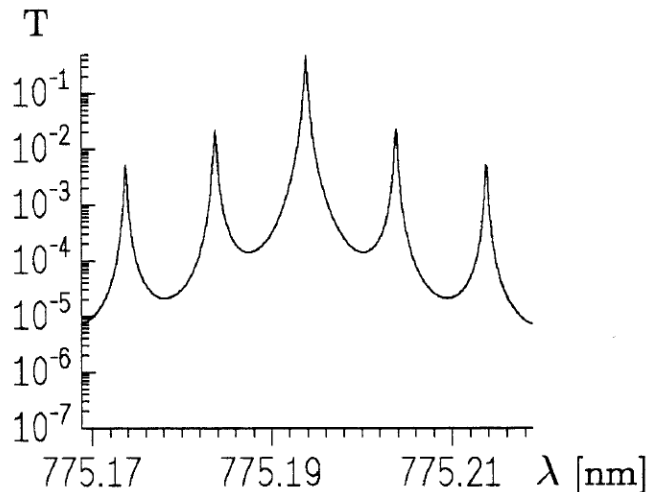
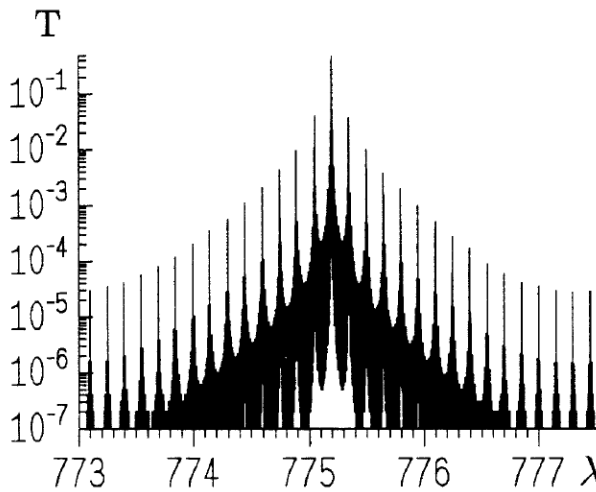


# Erreichte spektrale Auflösung

## Interferenzfilter und drei Etalons



## Gerechneter Transmissionsverlauf



Produkt der Transmission der drei Etalons und des Interferenzfilters in Abhängigkeit von der Wellenlänge (nach Gleichung (5.5)). Das rechte Teilbild zeigt einen sehr schmalen Ausschnitt um die zentrale Linie des Etalons  $E_f$ .

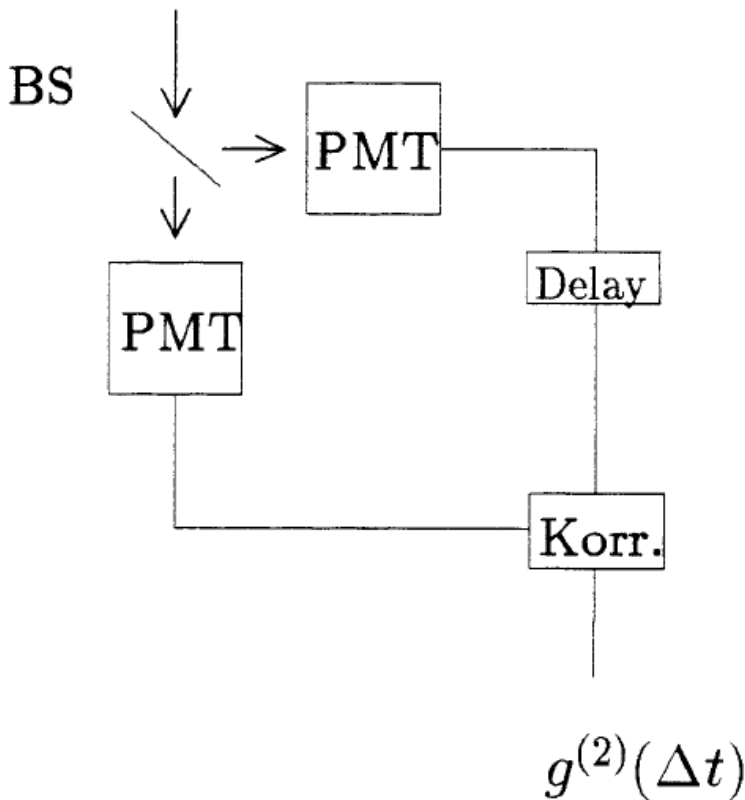
$$\Delta\lambda = 3.1 \cdot 10^{-4} \text{ nm bei } \lambda = 775 \text{ nm entspricht}$$
$$\Delta\nu = 243.2 \cdot 10^6 \text{ Hz}$$

Mit der Forderung  $Z_t = 0.1$  folgt, dass in Zeitintervallen von 0.41ns noch zwei Pulse unterschieden werden müssen!

PMT: liefert typische Pulsbreite ca. 2 ns

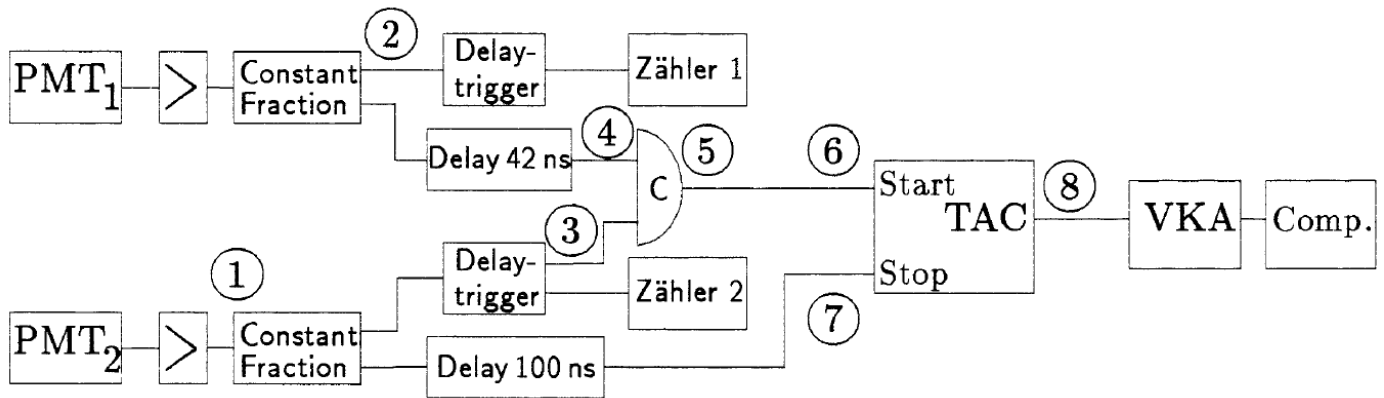
Frage: Wie lässt sich also die zeitliche Auflösung weiter steigern?

Antwort: Mittels zweier Photomultiplier



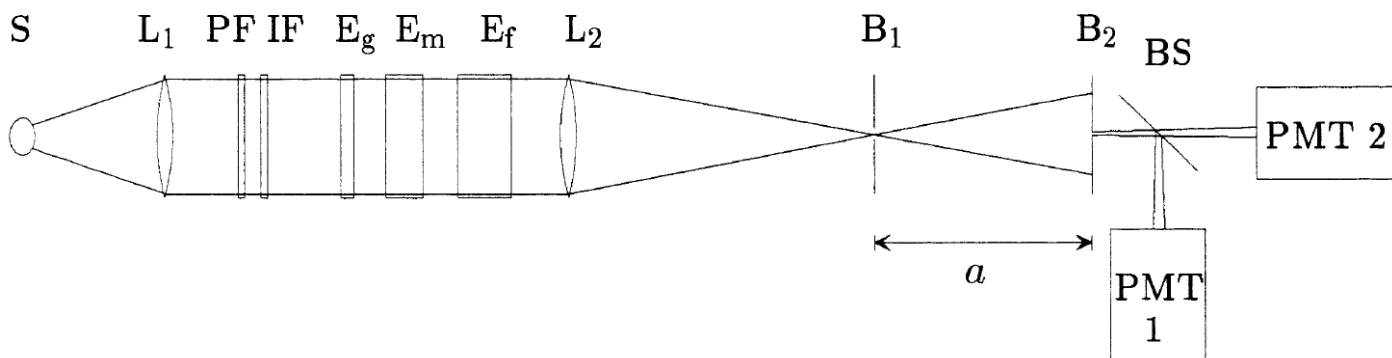
Trigger: führende Flanke eines Pulses

## Messaufbau – elektronischer Teil ( $\Delta t$ )



Apparativ erzielbare zeitliche Auflösung:  
0.18 ns

## Messaufbau – optischer Teil ( $\Delta \nu$ )



Erreichte Auflösung:  $\Delta \nu = 243.2 \cdot 10^6$  Hz

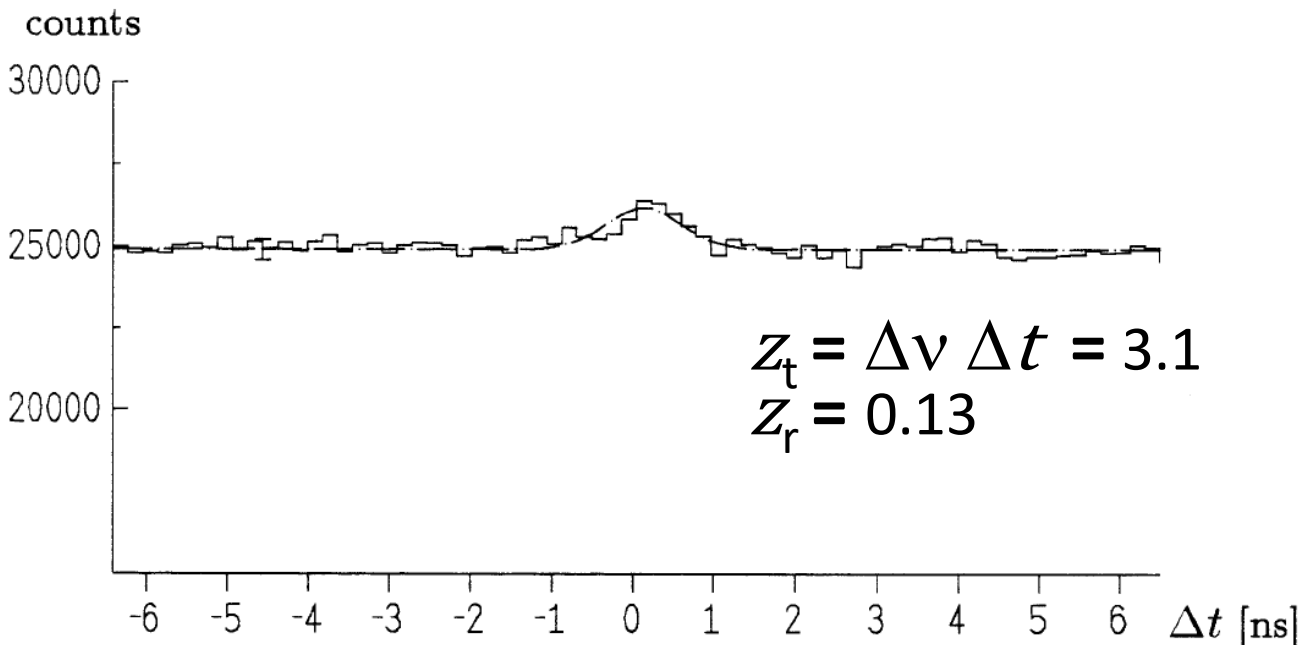
# Apparateprofil

Änderung von Spannungspegeln bei den Photomultipliern

Schwankungen bei Verstärkern,  
Diskriminatoren, TAC etc.

Apparateprofil: Gute räumliche Kohärenz,  
aber Etalon Ef entfernt

$$\Delta\nu = 3 \cdot 10^9 \text{ Hz (statt } 2.43 \cdot 10^8 \text{ Hz)}$$



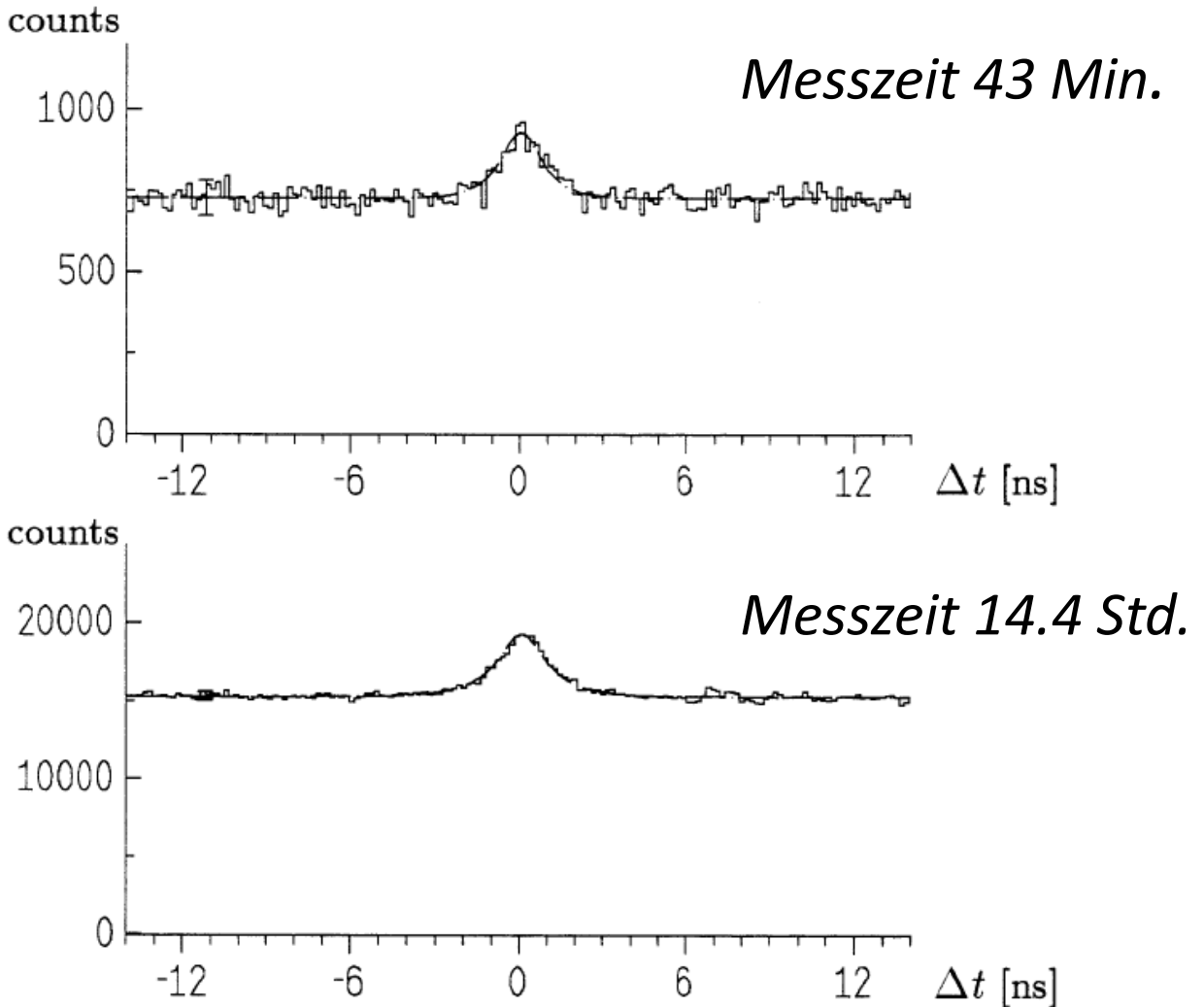
Aus der Messung folgt  $\Delta t = 1.05 \text{ ns}$

Damit ist die zeitliche Kohärenz mit Etalon Ef

$$Z_t = \Delta t \Delta\nu = 1.05 \cdot 10^{-9} \text{ s} \cdot 243.2 \cdot 10^6 \text{ 1/s} = 0.26$$

Das Apparatprofil wurde bei den theoretischen Kurven der Einzelmessungen berücksichtigt.

# Typisches Ergebnis einer Einzelmessung – Xe-Lampe



Bandbreite der Strahlung  $\Delta\nu = 243$  Mhz

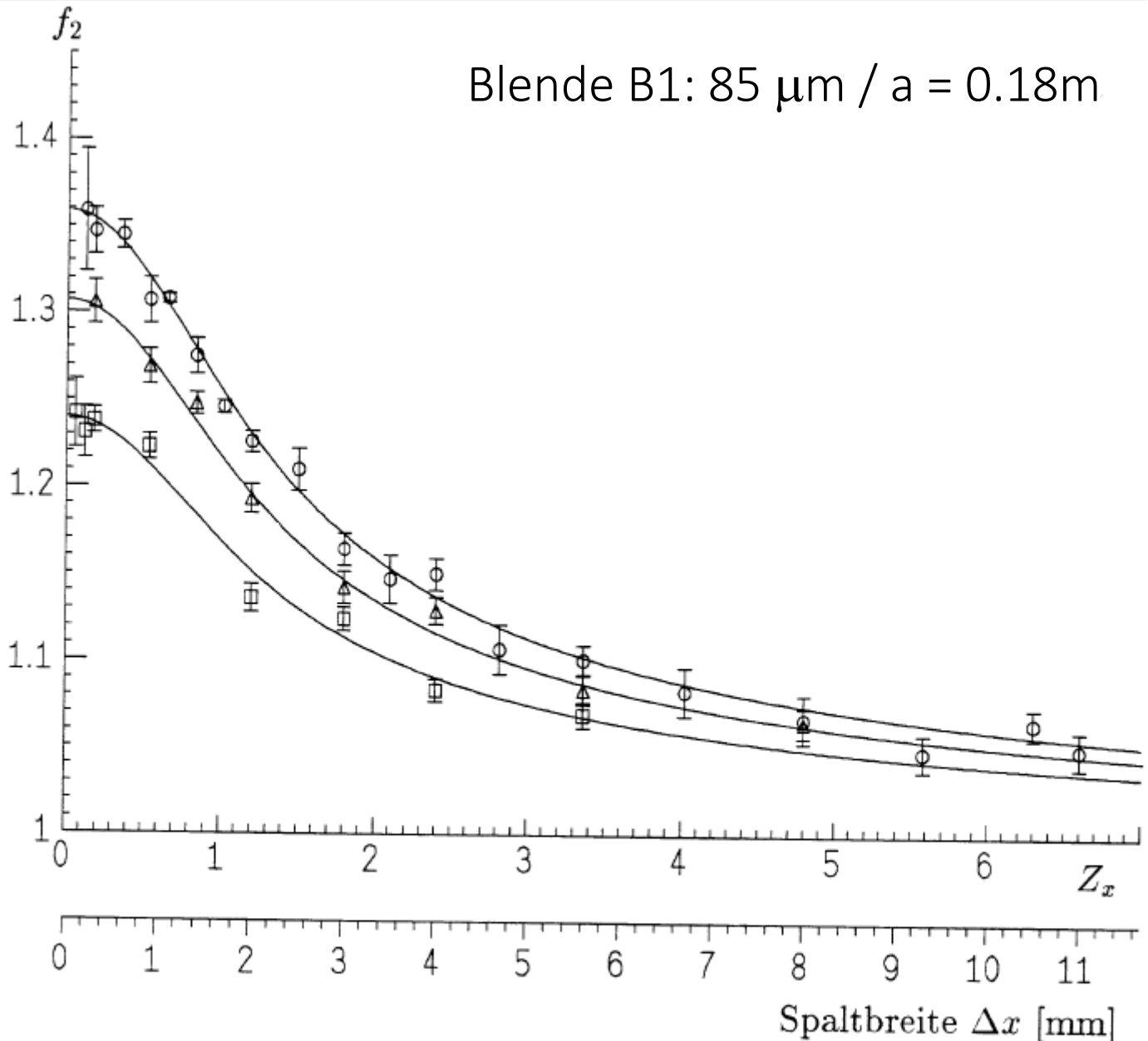
$$z_t = \Delta\nu \Delta t = 0.26$$

$$z_r = \Delta A \Delta\Omega / \lambda^2 = 0.13$$

Damit ist die Autokorrelation für **einen** Wert  $z_r$   
gemessen

# Ergebnis der Messungen mit der Xe-Lampe

## Verlauf der Autokorrelation als Funktion der räumlichen Kohärenz



# Verlauf der Autokorrelation vs. Kohärenz

theoretischer Verlauf - gute Kohärenz (n. P. Dürr)

$$f_2 = 1 + \frac{p_r}{Z_r} \cdot \frac{p_t}{Z_t} \approx 1 + \left( \frac{d}{\lambda a} \right)^2 \frac{1}{Z_r^2} \int \int \int \int_{x \ x' \ y \ y'} \left( \frac{2 \cdot J_1(\xi)}{\xi} \right)^2 dx \, dx' \, dy \, dy'$$

$p_r$ : Wahrscheinlichkeit f. Photon im räumlichen Messbereich

$p_t$ : Wahrscheinlichkeit f. Photon im zeitlichen Messbereich

$Z_r$ : räumliche Kohärenz =  $z_x z_y$

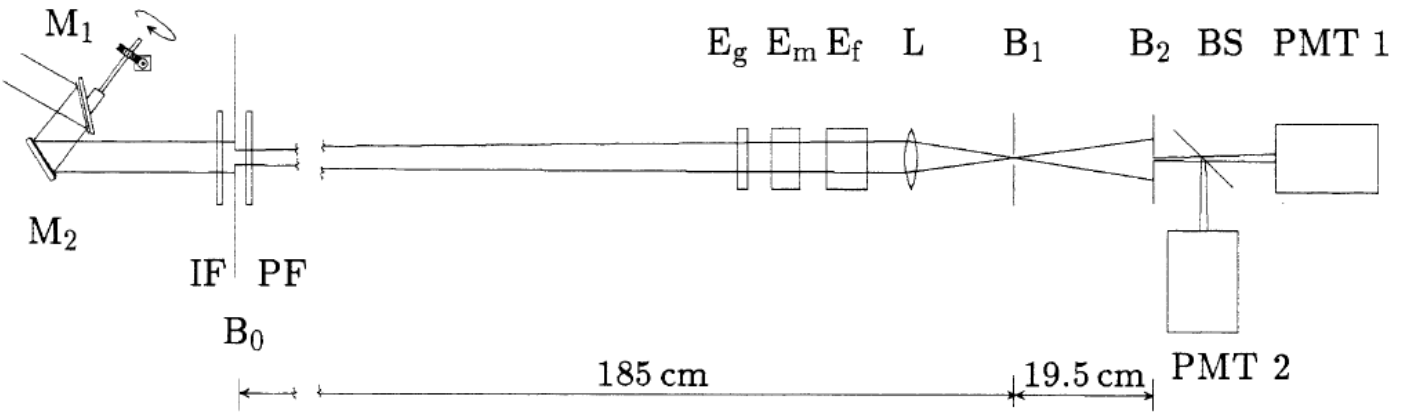
$Z_t$ : zeitliche Kohärenz

$J_1(\xi)$ : Besselfunktion (wg. Kreisblende  $B_1$ )

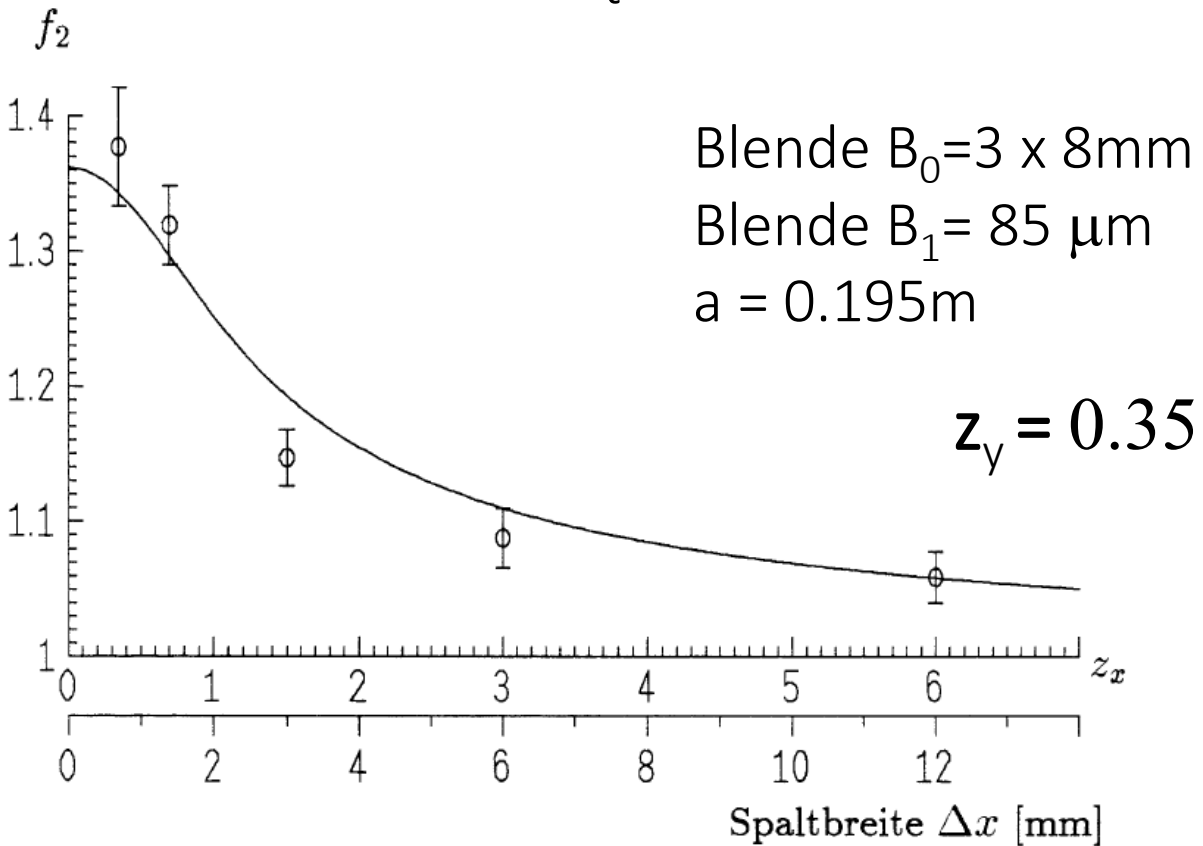
$$z_x = \left( \frac{d}{\lambda a} \right) \Delta x$$

Skalierungsfaktor zwischen  $z_x$  und  $\Delta x$ : 0.603

# Ergebnis der Messungen mit der Sonne



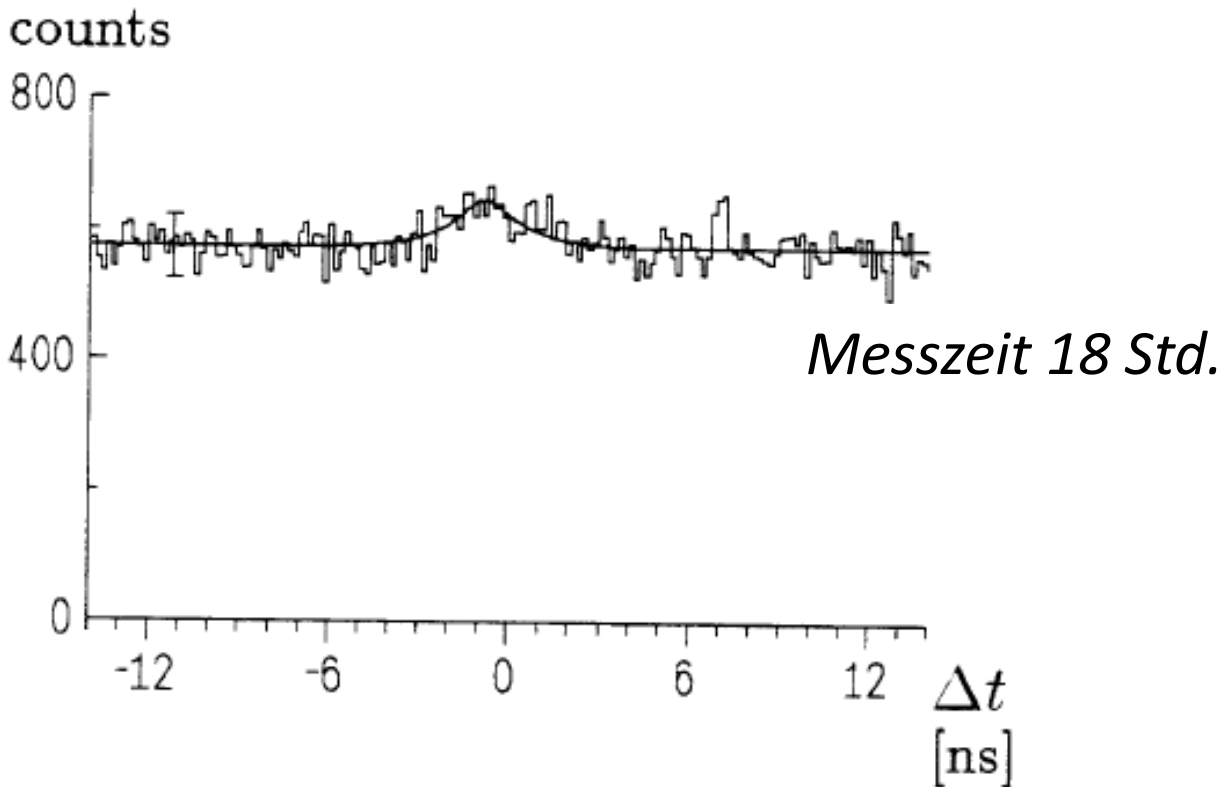
$$Z_t = \Delta v \Delta t = 0.26$$



Autokorrelation  $f_2$  als Funktion der räumlichen Kohärenz beim Licht der Sonne.  $z_y = 0.35$ ,  $z_x$  wird variiert. o: Meßwerte, Schwankungsbereich der Einzelwerte:  $\pm 2\sigma$ , durchgezogene Linie: theoretischer Verlauf  
 $Z_t = 0.26$ .



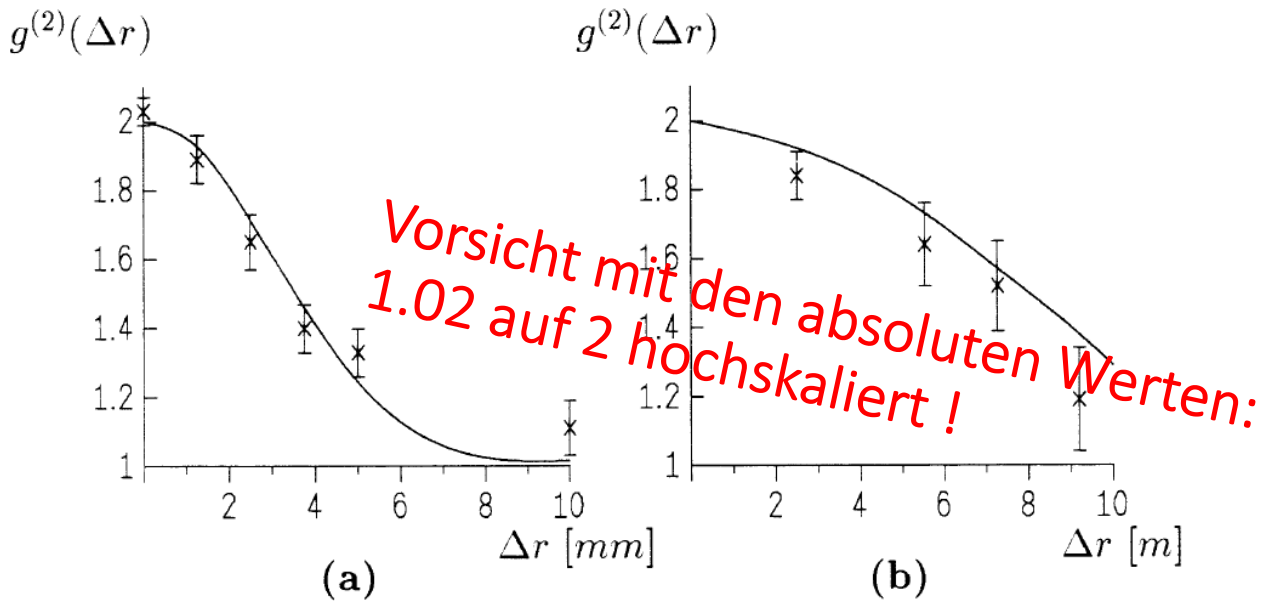
# Messungen mit der Halogenlampe



Die zusammengefaßten Ergebnisse der Messungen mit der Halogenlampe. Aufgetragen ist die Zahl der Photonenpaare als Funktion des zeitlichen Abstands  $\Delta t$ . Stufenlinie: Meßwerte; durchgezogene Linie: mit dem Apparateprofil (Abb. 5.14) gefalteter theoretischer Verlauf (siehe Abb. 5.12, S. 46 und Gleichung (2.10b), S. 13). Das Licht ist räumlich und zeitlich kohärent ( $Z_r = 0.36$ ,  $Z_t = 0.26$ ).

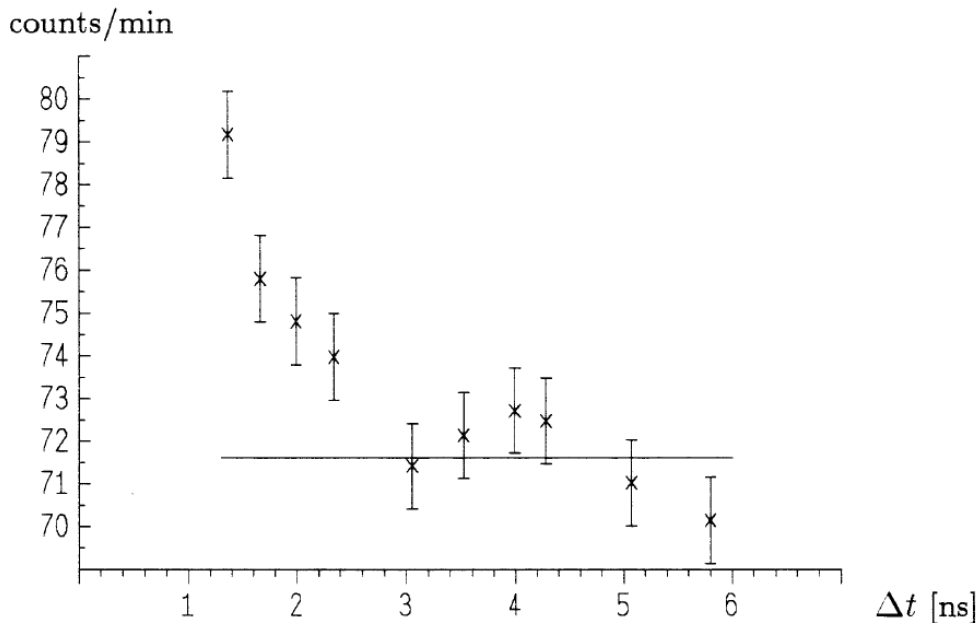
*Autokorrelation:*  $f_2 = \frac{k_0}{K_\infty} = 0.16$

# Bisherige Ergebnisse von Hanbury-Brown, Twiss, Morgan & Mandel



(a) Ergebnis des Laborversuchs von Hanbury-Brown und Twiss. Verwendet wurde die 435.8 nm Linie einer Quecksilberdampfampe, prinzipieller Messaufbau siehe Abb. 2.6(b). (b) Intensitätskorrelationen im Licht des Sterns Sirius A. Prinzipieller Messaufbau siehe Abb. 2.6(a).

Aufgetragen ist die Korrelationsfunktion  $g^{(2)}$  als Funktion des räumlichen Abstands der Photomultiplier.  $\times$ : auf die theoretische Erwartung hochskalierte experimentelle Werte, durchgezogene Linie: theoretischer Verlauf (nach [11]).



Ergebnis des Laborversuchs von Morgan und Mandel. Verwendet wurde eine Linie einer Quecksilberdampfampe. Aufgetragen ist die Rate des Korrelators als Funktion des zeitlichen Abstands zweier Pulse  $\Delta t$ .  $\times$ : experimentelle Werte, durchgezogene Linie: unkorrelierte Koinzidenzen (nach [15]).

# Zusammenfassung bisheriger Messungen

Versuch	[8]	[16]	[17]	[13]	[14]	[15]
Quelle	$^{198}\text{Hg}$	Kohlebogen	Kohlebogen	$^{198}\text{Hg}$	$^{198}\text{Hg}$	$^{198}\text{Hg}$
$\lambda$ [nm]	435.8	2300-5400	3100-4500	546.1	435.8	546.1
$Z_r$	1.12	k.A.	k.A.	0.87	0.65	0.9
$Z_t$	k.A.	k.A.	k.A.	4.8	7.4	0.95
Methode	Strom	Strom	Strom	Zählung	Zählung	Zählung
		(siehe Abschnitt 3.1)		(siehe Abschnitt 3.2)		
$\delta$	k.A.	k.A.	k.A.	0.02	0.003	0.1

**Tabelle 1.**

Zusammenfassende Darstellung bisheriger Ergebnisse von Korrelationsmessungen bei thermischer Strahlung.

$Z_r$  bzw.  $Z_t$ : Zahl der bei der Messung erfaßten räumlichen bzw. zeitlichen Kohärenzbereiche (s. Gleichung (4.5), S. 23).

$\delta$ : Verhältnis der Zahl der korrelierten Koinzidenzen zur Zahl der unkorrelierten Koinzidenzen.

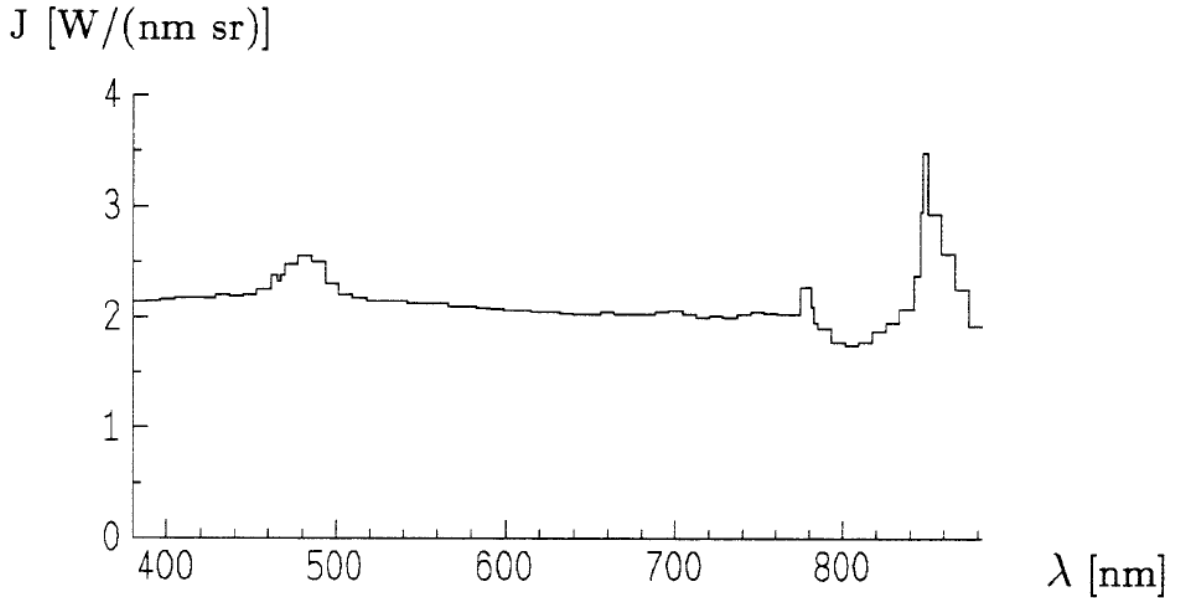
k.A.: keine Angabe.

## Unsere Messungen

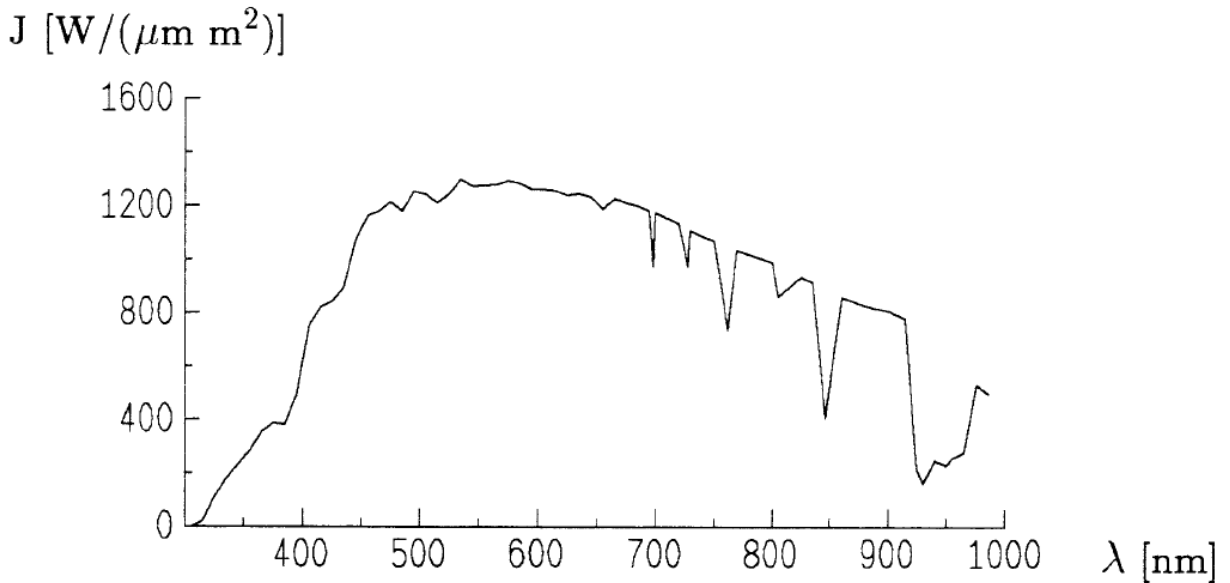
	Xe-Lampe	Sonne	Halogenlampe
$\lambda = 775.2 \text{ nm}$	XBO-500 Osram 6100 K 0.6 x 0.7mm 30A 15V		Handelsübliche Halogenlampe
$Z_t$	0.26	0.26	0.26
$Z_r \text{ min.}$	0.13	0.12	0.36
$\delta$ (Autokorrelation)	0.36	0.38	0.16

Vielen Dank für die  
Aufmerksamkeit

# Spektren der Sonne und der Xenonlampe



**Abb. 5.3.** Spektrum der Xenonlampe (nach [37]), aufgetragen ist die Energiestromdichte  $J$  [ $\text{W}/(\text{nm sr})$ ] über die Wellenlänge  $\lambda$ .



**Abb. 5.2.** Spektrum der Sonne bei AM1.5 (nach [36]). Aufgetragen ist die Energiestromdichte  $J$  [ $\text{W}/(\mu\text{m m}^2)$ ] über die Wellenlänge  $\lambda$ .

# Quantenwirkungsgrad

	Xenon-/Halogenlampe	Sonne
Atmosphäre	–	0.80
Linse 1	0.94	–
Spiegel	–	0.94
Interferenzfilter	0.56	0.56
Polarisationsfilter	0.94	0.94
Etalons (3×)	0.86	0.86
Linse 2	0.94	0.94
Strahlteiler	0.99	0.99
Photomultiplierfenster	0.94	0.94
Transmission:	0.372	0.298
Strahlteiler	0.5	0.5
Photomultiplier	0.08	0.08
Quantenwirkungsgrad $\eta$ :	$1.49 \cdot 10^{-2}$	$1.19 \cdot 10^{-2}$

**Tabelle 3.** Transmission und Wirkungsgrade der optischen Aufbauten (Lampen: Abb. 5.7, S. 42; Sonne: Abb. 5.1, S. 35) für unpolarisierte Strahlung bei  $\lambda=775$  nm.

<sup>2</sup>Die historische Entwicklung des Konzepts der  $i$ -Teilchen [23] wird eingeleitet durch eine Bemerkung von Joffé 1911 [24], daß zur Ableitung des Planckschen Strahlungsgesetzes die „Assoziation der Einsteinschen Quanten zu Doppelquanten usw.“ notwendig sei; er hat dies aber nicht näher ausgeführt. Zwei Jahre später erwähnt Wolfke [25] bei der Ableitung des Planckgesetzes „Lichtatome“, aus denen das Strahlungsfeld aufgebaut sei, und in einer Kontroverse mit Krutkow [26, 27, 28, 29] wurde erstmals der Begriff „Lichtmoleküle“ eingeführt.

In einer 1921 erschienenen Arbeit hat Wolfke [22] gezeigt, daß die Hohlraumstrahlung aus voneinander unabhängigen Teilstrahlungen bestehend aufgefaßt werden kann, von denen jede einzelne aus „Lichtmolekülen  $1h\nu$ ,  $2h\nu$ ,  $3h\nu$  usw. zusammengesetzt ist“.

Ein Jahr später kommt de Broglie [30] – wohl unabhängig von Wolfke – auf dieselbe Idee, verfolgt sie aber ebensowenig weiter, wie Bateman [31] im Jahr 1923.

Im selben Jahr beschäftigt sich Bothe [32] unter anderem mit den praktischen Konsequenzen aus der Theorie: Insbesondere erkennt er, daß aus der Relation der Einer- zu den Zweierteilchen auf die Temperatur der Strahlungsquelle geschlossen werden kann, und so die Kenntnis der spektralen Energieverteilung zur Bestimmung der Temperatur beispielsweise entfernter Sterne nicht nötig ist. Er konstatiert, daß es erhebliche experimentelle Schwierigkeiten machen würde, anhand der Schwärzung von Photoplatten die Zahl der Zweierteilchen zu erfassen; „ähnliche Schwierigkeiten werden sich einstellen, wenn man den Photoeffekt zum Nachweis der Quantenmultiplen heranziehen wollte, selbst wenn es gelänge – etwa im Geigerschen Zähler – nach passender Beschleunigung, die Photoelektronen zu zählen.“ (!)