

# Wie groß ist ein Photon?

H. D. Zeh – [www.zeh-hd.de](http://www.zeh-hd.de) (Okt 2010)

Die obige Frage wurde zu meiner Überraschung bei einem von Friedrich Herrmann im Jahre 2009 veranstalteten Symposium für Ausbilder von Lehramtskandidaten, zu dem ich selber einen Beitrag leisten durfte,<sup>1</sup> als ein wichtiges offenes Problem genannt. Mir war damals aber auch ganz neu, daß Experimente mit separaten Photonen, die u.a. deren Bose-Statistik demonstrieren können, heute im normalen Schulunterricht durchgeführt werden. Das sagt aber wohl eher etwas über meine inzwischen recht große zeitliche Ferne von der Praxis der Lehre. Ich erinnere mich noch an wissenschaftliche Konferenzen vor etwa zwanzig Jahren, bei denen erstaunlich fundierte (wenn auch letztendlich nicht ausreichende) Zweifel an der Notwendigkeit einer eigenständigen Quantisierung des elektromagnetischen Feldes vorgebracht wurden. Und Albert Einstein drückte es kurz vor seinem Tode besonders drastisch aus: "Jeder Hinz und Kunz meint heute, er habe verstanden, was ein Photon ist – aber sie irren sich."

Es überraschte mich aber auch, als eine Teilnehmerin beim Symposium von "klassischer" elektromagnetischer Strahlung sprach, obwohl sie oder ihre Schüler explizit Photonen zählten. Ich vergaß in meiner Überraschung zu fragen, ob Schüler heute gar nichts mehr über die Maxwellschen Gleichungen erfahren, denn was sie meinte war der Grenzfall, in dem Photonen Boltzmann-Statistik zu erfüllen scheinen. Anscheinend ist heute (nicht nur unter Schülern und Lehrern) die Vorstellung verbreitet, daß Licht "in Wirklichkeit" aus Teilchen besteht, während das Maxwell-Feld – ähnlich wie die Wellenfunktion des Elektrons – nur Wahrscheinlichkeiten für solche beschreiben soll. Dann wäre die im Titel gestellte Frage gar nicht so abwegig, denn schließlich kann man für massive Teilchen ihre Ausdehnung sogar messen oder eine obere Grenze bestimmen. Darauf werde ich gegen Ende noch einmal zurückkommen. Bei der damaligen Diskussion ging es aber eher um die Vorstellung, daß ein Photon mindestens so groß wie der Abstand zwischen den Schlitzen eines Interferometers sein müsse, was jedoch offenbar schon für Teilchen mit meßbaren Radien gar nicht zutrifft.

Nun weiß man aus der relativistischen Quantentheorie, daß auch für Elektronen das Dirac-Feld (historisch als relativistische Verallgemeinerung von Schrödingers Einelektronen-Wellenfunktion entdeckt) – und nicht etwa ein Teilchen – das eigentliche Objekt der formalen Quantisierung sein muß, was notwendigerweise zur Quantenfeldtheorie führt. Nur wegen der

historischen Entwicklung bezeichnet man diese für Elektronen als "zweite Quantisierung". Die zugehörige Wellenfunktion beschrieb dann primär Wahrscheinlichkeiten für Feldamplituden oder deren kanonischen Impulse, und der Teilchenaspekt sollte sich in allen Fällen erst als ein abgeleitetes Phänomen aus der Theorie ergeben. Wie das möglich sein kann, will ich im folgenden auszuführen versuchen. Man benötigt dazu keinerlei neuartige Annahmen, die über die "kanonische Quantisierung" (insbesondere im Schrödingerbild) hinausgehen, muß sich aber von einigen historisch bedingten Vorurteilen befreien.

In der Tat benötigt man zunächst (bei Beschränkung auf freie elektromagnetische Felder) nur die Quantisierung des harmonischen Oszillators. Allerdings sind diese Oszillatoren nun die Amplituden von Feldmoden – sagen wir  $A_k$  – und nicht die Auslenkungen eines oszillierenden Massenpunktes (oder Teilchens) aus seiner Ruhelage. Die durch den Index  $k$  unterschiedenen Moden sind entweder ebene Wellen oder andere, durch Randbedingungen definierte klassische Eigenschwingungen – etwa solche im Hohlraum. Davon gibt es zwar jeweils unendlich viele, aber für freie Felder sind sie glücklicherweise ganz unabhängig voneinander, so daß sie einzeln betrachtet (und quantisiert) werden können. Für jede Amplitude erhält man also eine Schrödingersche Oszillatorwellenfunktion  $\psi_k^n(A_k)$  mit der "Quantenzahl" (also der Zahl der Knoten oder Nulldurchgänge der Wellenfunktion)  $n_k$  und ein äquidistantes Spektrum der Form  $h\nu_k(n_k + 1/2)$ . Sein diskreter Charakter wird ganz anschaulich durch die Knotenzahl erklärt, während die Äquidistanz spezifisch für den harmonischen Oszillator ist. Die zugehörigen Wellenfunktionen kann man vorerst im üblichen Sinne als Wahrscheinlichkeitsamplituden für die Feldamplituden  $A_k$  betrachten. Die Frage ihrer Interpretation wird sich ernsthaft erst bei der Analyse einer Messung stellen. Wichtig ist vorerst nur, daß die Form des Oszillatorspektrums genau auf die von Planck postulierten Energiequanten  $h\nu$  führt, die man erst später mit den Energien von Lichtteilchen identifiziert hat.

Schrödinger hatte bei seinem frühen Versuch, seine Eielektronwellenfunktion mit dem Phänomen von räumlich lokalisierten Teilchen in Einklang zu bringen, zeitabhängige Gaußsche Wellenpakete für den harmonischen Oszillator konstruiert, die ihre Form stabil beibehalten und deren Schwerpunkt sich gemäß der Newtonschen klassischen Dynamik bewegt.<sup>2</sup> Das erschien ihm vielversprechend, doch erwies sich der harmonische Oszillator als eine Ausnahme: In allen anderen Fällen zeigt das Wellenpaket die bekannte Dispersion, so daß es nicht näherungsweise ein Teilchen darstellen kann. Das Modell kann jedoch auf die freien Feldoszillatoren übertragen werden, wo diese "kohärenten Zustände" (jetzt als Superpositionen unterschiedlicher "Photonenzahlen" bezeichnet) ganz realistisch quasi-klassische

Felder, also klassisch schwingende Gaußpakete für Feldamplituden beschreiben.<sup>3</sup> Die Superposition zweier unterschiedlicher solcher quasi-klassischen Feldzustände wird dann sogar als mesoskopische Schrödinger-Katze gehandelt – analog zur Superposition merklich verschiedener Positionen eines makroskopischen Objekts.

Als mögliche Quantenzustände des *gesamten* freien Feldes hat man die Produktzustände von Wellenfunktionen aller verfügbaren Moden sowie deren Superpositionen zu betrachten (ein allgemeines Feldfunktional). Beschränkt man sich dabei auf Produkte, bei denen jeweils nur ein Modus einfach angeregt ist (nur "ein Photon" enthält) und alle anderen im Grundzustand sind, so erhält man eine allgemeine "Einphoton-Wellenfunktion", die räumlich beliebig ausgedehnt sein kann. Sind die Moden ebene Wellen, so bildet diese Superposition gerade die Fourierdarstellung der in diesem Falle räumlichen Wellenfunktion. Sie beschreibt alle beobachtbaren räumlichen Interferenzmuster, aber *nicht* das Auftreten der lokalen, spontanen Ereignisse, die üblicherweise als Argument für die Existenz von Teilchen interpretiert werden. Für die Superposition von Produkten mit jeweils zwei angeregten Moden benötigt man sechsdimensionale Wellenfunktionen usw, die bis auf Permutationen definiert sind.

Die obige Argumentation läßt sich auf *beliebige* freie Felder anwenden. Bei massiven Teilchen (mit Oszillatorfrequenzen  $\omega^2 = k^2 + m^2$ ) führt das nichtrelativistisch zum vorzugsweisen Auftreten von "*n*-Teilchen-Zuständen", die sich demnach auf Wellenfunktionale mit *n* Knoten beschränken und sogar Wechselwirkungen zulassen. Für elektrisch geladene Teilchen treten zudem Superauswahlregeln auf, die Superpositionen unterschiedlicher Ladungszahlen und damit kohärente Zustände verbieten (s.u.). Bei Fermionen erfordert die empirisch gefundene Beschränkung der Knotenzahlen je Oszillator auf Werte von null und eins weitere Annahmen,<sup>4</sup> die m.E. zwar noch nicht ausreichend verstanden sind, aber dadurch nicht die hier zu schildernde Begründung von scheinbar auftretenden Teilchen grundsätzlich in Frage stellen müssen. Dagegen ergibt sich ganz allgemein und auf sehr natürliche Weise das Prinzip der Ununterscheidbarkeit dieser "Teilchen", da die Permutation von zwei Feldmoden im Produktzustand bedeutungslos ist. Die Interpretation von Photonenzahlen als Knotenzahlen der Wellenfunktionale für die Amplituden des elektromagnetischen Feldes wurde kürzlich auf elegante Weise sogar direkt experimentell bestätigt.<sup>5</sup> Es ist aber bemerkenswert, daß sich die effektiven Ein- oder Mehrteilchenwellenfunktionen als Superpositionen der *klassischen* Feldmoden ergeben, also nichts mit den eigentlichen Wellenfunktionen der Quantenfeldamplituden und deren dann fest vorgegebener Knotenzahl zu tun haben.<sup>6</sup>

Diese Konstruktion im Formalismus der kanonischen Quantenfeldtheorie reproduziert also den *formalen* Teil einer  $n$ -Teilchen-Quantenmechanik ohne Voraussetzung eines Teilchenbildes. Die dem Quantenfeld inhärenten Planckschen "Quanten" erklären aber nur das Phänomen diskreter Energien für jeden Schwingungsmodus (bei massiven Teilchen einschließlich der durch die Feldgleichung definierten Ruhenergie) – nicht aber Zählerklicks, Bahnen in der Wilsonkammer oder andere Indizien für lokal auftretende Teilchen. Jedes Lehrbuch und fast jeder Physikprofessor verweist hier auf einen nicht weiter erklärbaren "Welle-Teilchen-Dualismus". Zwar wurde von Max Born eine Wahrscheinlichkeitsinterpretation der Schrödingerschen Wellenfunktion eingeführt, aber erst Wolfgang Pauli wollte sie ausschließlich als Wahrscheinlichkeit für das Auftreten von Teilchen verstanden wissen. Er formulierte ganz im Sinne von Heisenberg, daß "das Erscheinen eines bestimmten *Teilchenortes* bei der Beobachtung als eine außerhalb der Naturgesetze stehende Schöpfung aufgefaßt" werden muß. Die genaue Natur dieses "Eingriffs in die Naturgesetze" war stets strittig,<sup>1</sup> aber sie benutzte häufig nur Teilchenkonzepte – später auch klassische Feldamplituden in den Fällen, in denen das Feld auch klassisch (also in Form stabiler kohärenter Zustände) auftritt.

Eine solche Beschränkung der Wahrscheinlichkeitsinterpretation ist aber keineswegs angebracht, und sie entspricht nicht einmal Borns ursprünglicher Formulierung. John von Neumann formulierte sie später sehr allgemein (entsprechend Borns erstem Vorschlag), während Niels Bohr in deutlichem Gegensatz zu Heisenberg und Pauli forderte, daß erst die makroskopischen Ergebnis-Indikatoren an den Meßerinstrumenten ("Zeiger") klassisch zu beschreiben seien. Nur in diesem Sinne konnten Ole Ulfbeck und Aage Bohr kürzlich behaupten, daß dem spontanen Klick im Zähler kein spontanes Zerfallsereignis im Atomkern ursächlich vorausgeht.<sup>7</sup> Denn ohne ständige Messung des Zerfallszustandes, die die permanente Anwendung der Wahrscheinlichkeitsinterpretation verlangen würde, lassen sich in der Tat Superpositionen von unterschiedlichen Zerfallszeiten beobachten. Eine quasiklassische Beschreibung der Meßergebnisse im Apparat ist zwar im Prinzip auch in Form enger Wellenpakete für die Zeigerstellungen möglich (wie bei von Neumann angenommen), doch steht ihre dann geforderte stochastische Dynamik (ein Kollaps der Wellenfunktion) auch weiterhin im Gegensatz zur deterministischen Schrödingergleichung.

Den wesentlichen Schritt zur Überwindung dieser Diskrepanzen leistet die Theorie der Dekohärenz,<sup>8</sup> die auf der quantenmechanischen Berücksichtigung der jeweils unvermeidbaren Umgebungen und der sich daraus ergebenden Verschränkung beruht. Diese Konsequenz der Quantentheorie unter realistischen Umständen wurde lange Zeit entweder schlicht übersehen

oder mit der Begründung abgelehnt, daß die Quantentheorie nur auf mikroskopische Systeme anwendbar sei, da sie sonst zu Paradoxien der Art von Schrödingers Katze führt. Die Dekohärenz besagt aber, daß sich die relevanten Superpositionen bei Messungen praktisch irreversibel auf verschränkte Zustände von System, Apparat *und Umgebung* ausdehnen, also nicht mehr nachzuweisen sind, wenn man "lokal" nur den Apparat abliest. Dessen formale Dichtematrix gleicht dann genau derjenigen des aus empirischen Gründen erhofften und im Kollaps der Wellenfunktion frei postulierten statistischen Ensembles von verschiedenen Meßergebnissen, also etwa eines Ensembles von Klicks zu verschiedenen Zeiten, von unterschiedlich positionierten Flecken auf der Photoplatte oder auch von verschiedenen Bahnen in der Nebelkammer. In diesem Sinne muß man also schließen, daß alle diese scheinbaren Teilchenphänomene erst durch die zwangsläufig von Dekohärenz begleitete Messung *entstehen*, was die intuitiven Behauptungen der Begründer der Quantentheorie im Ergebnis erklärt.<sup>9</sup> Dekohärenz erklärt auch alle Superauswahlregeln, sowie die stabilen, scheinbar klassischen Positionen von Atomen oder Ionen im Laserlicht oder unter dem Elektronenmikroskop, wo man sie direkt als Teilchen zu sehen glaubt. Deren effektive Größen entsprechen den unter den jeweiligen Umständen verbleibenden Kohärenzlängen, denn in diesen Situationen können keine ausgedehnten Superpositionen existieren. Bei Photonen entsprechen Messungen gewöhnlich ihrer Absorption, aber auch für sie sind "ideale" Messungen (hier als "non-demolition-Experimente" bezeichnet) möglich.

Mit anderen Worten: Weder gibt es Teilchen noch treten wirkliche Quantensprünge auf – jedenfalls nicht dort, wo man sie zu beobachten scheint.<sup>10</sup> Ein Welle-Teilchen-Dualismus ist überflüssig, und die scheinbaren Sprünge sind in Wirklichkeit schnell aber stetig ablaufende Dekohärenzvorgänge. Alle Welt spricht zwar heute von Dekohärenz (sogar über die Physik hinaus), aber deren zentrale Botschaft scheint bei den meisten Physikern auch nach vier Jahrzehnten noch immer nicht angekommen zu sein – am allerwenigsten an deutschen Universitäten! Andererseits erfordert die global weiterexistierende Superposition entweder doch noch irgendwo einen stochastischen Kollaps auf ein bestimmtes, wenn auch nicht vorhersagbares Ergebnis, oder der Beobachter muß schließlich auch in die Superposition einbezogen werden. Das führt aber unweigerlich auf die Everettsche Viele-Welten-Interpretation. Sie ist völlig konsistent und vom üblichen (bisher aber nie genau definierten) Kollaps nicht zu unterscheiden, weil die dekohärierten Komponenten nach der Messung dynamisch autonom sind und in diesem Sinne eigene "Welten" bilden. Nach dieser Interpretation liegt der Quanten-Indeterminismus nicht objektiv in der Natur, sondern in der sich verzweigenden Identität des Beobachters in einer universellen, sich deterministisch entwickelnden Wellenfunktion be-

gründet – auch wenn diese Verzweigung durch den Dekohärenzprozeß (also die irreversible Dislokalisierung von bei der Messung entstehenden Superpositionen) objektiviert wird.

Was bedeuten dann aber die gemessenen Radien von Atomen oder Nukleonen? Das kann man sich am besten am Beispiel eines Wasserstoffatoms klarmachen. Da Wellenfunktionen im Konfigurationsraum definiert sind, läßt sich diejenige des Wasserstoffatoms in eine interne und eine Schwerpunktswellenfunktion separieren. Erstere definiert eine meßbare Größe des Atoms, während die zweite die möglichen Streu- und Interferenzexperimente beschreibt. Sie ist eine beliebig ausgedehnte räumliche Welle, weil der Konfigurationsraum eines Schwerpunktes mit dem gewöhnlichen Raum identisch und der Schwerpunktszustand kein gebundener ist.

Die Schwerpunktswellenfunktion kann aber nur bei mikroskopischen Systemen und nur vorübergehend als separat existierend betrachtet werden. Unter den meisten Umständen wird sie notwendig mit der Umgebung und dadurch häufig auch mit der internen Wellenfunktion verschränkt. (In der Literatur existierende "Verschränkungsmaße" sind völlig unzureichend und haben rein pragmatische Bedeutung.) Stark wechselwirkende "Teilchen", wie Elektronen, besitzen daher im Vergleich zu Photonen oder neutralen Atomen selbst bei Streuexperimenten im Vakuum eine recht kleine Kohärenzlänge,<sup>11</sup> die aber immer noch deutlich größer als der klassische Elektronenradius oder die Comptonwellenlänge ist. Bei wechselwirkenden Quantenfeldern (statt der beim Wasserstoff noch angenommenen, aber dann zu quantisierenden Teilchen) müssen die internen Energieeigenzustände durch eine stabile verschränkte Feldkonfiguration definiert werden – eine Situation, die sich wegen ihrer Komplexität weitgehend einer quantitativen oder gar exakten Behandlung entzieht. Bei Feldern, die eine elektrische Ladung tragen, führt ihre Verschränkung mit dem langreichweitigen Coulombfeld zu unüberwindbaren Ladungssuperauswahlregeln.<sup>12</sup> Sie verbieten z.B. kohärente Zustände auch für geladene Bosonen, die beliebige "Teilchenzahlen" pro Zustand erlauben. Ob auch Photonen eine innere Struktur besitzen, ist wegen ihrer verschwindenden Masse zweifelhaft, aber vorerst auch irrelevant. Insofern verhalten sich Photonen wie "intern punktförmige" Objekte der Masse null und mit einem festen internen Spin  $h/2\pi$ . Sie sind quantenmechanisch durch eine räumlich beliebig ausgedehnte Wellenfunktion zu beschreiben, die erst durch die Messung in lokale Pakete oder, bei Absorption, in lokalisierte "Klicks" dekohäriert. Da die Photonenzahl keine Erhaltungsgröße ist, sind Zustände fester Photonenzahl bei Anwesenheit von Materie recht instabil. Sie dekohärieren, anders als bei massiven "Teilchen", schnell in kohärente Feldzustände (einschließlich des Vakuums).

- 
- <sup>1</sup> H. D. Zeh, "Dekohärenz und andere Quantenmißverständnisse", [www.zeh-hd.de/KarlsruheText.pdf](http://www.zeh-hd.de/KarlsruheText.pdf) .
- <sup>2</sup> E. Schrödinger, "Der stetige Übergang von der Mikro- zur Makromechanik", *Naturwiss.* **14**, 664 (1926).
- <sup>3</sup> R. J. Glauber, "Coherent and Incoherent States of the Radiation Field", *Phys. Rev.* **131**, 2766 (1963).
- <sup>4</sup> J. M. Leinaas and J. Myrheim, "On the theory of identical particles", *Nuovo Cim.* **B37**, 1 (1977).
- <sup>5</sup> S. Deléglise, I. Dotsenko, C. Sayrin, J. Bernu, M. Brune, J.-M. Raimond, and S. Haroche, "Reconstruction of non-classical cavity fields with snapshots of their decoherence", *Nature* **455**, 510 (2008); vgl. a. Fig. 3.14 in E. Joos et al. (Ref. 8).
- <sup>6</sup> H. D. Zeh, "Quantum Discreteness is an Illusion", *Found. Phys.* **40**, 1476 (2010).
- <sup>7</sup> O. Ulfbeck and A. Bohr, "Genuine Fortuitousness: Where did that click come from?", *Found. Phys.* **31**, 757 (2001).
- <sup>8</sup> E. Joos, H.D. Zeh, C. Kiefer, D. Giulini, J. Kupsch, and I.-O. Stamatescu, *Decoherence and the Appearance of a Classical World in Quantum Theory* (Springer, Berlin, 2003); M. Schlosshauer, *Decoherence and the quantum-to-classical transition* (Springer, Berlin, 2007).
- <sup>9</sup> M. Schlosshauer and C. Camilleri, "The quantum-to-classical transition: Bohr's doctrine of classical concepts, emergent classicality, and decoherence", <http://arxiv.org/abs/0804.1609> .
- <sup>10</sup> H.D. Zeh, "There are no quantum jumps, nor are there particles", *Phys. Lett.* **A172**,189 (1993).
- <sup>11</sup> P. Sonntag und F. Hasselbach, "Measurement of Decoherence of Electron Waves and Visualization of the Quantum-Classical Transition", *Phys. Rev. Lett.* **98**, 200402 (2007).
- <sup>12</sup> D. Giulini, C. Kiefer, and H.D. Zeh, "Symmetries, superselection rules, and decoherence", *Phys. Lett.* **A199**, 291 (1995).

Siehe auch: [Die seltsame Geschichte von Teilchen und Wellen](#)  
([www.zeh-hd.de/Teilchen+Wellen.pdf](http://www.zeh-hd.de/Teilchen+Wellen.pdf))