

本文已正式发表在 *Applied Physics Research*, 请引用

Zeng JQ, Zeng TH. Study on the diffraction-like and interference-like mechanisms of particle flow. *Applied Physics Research*, 2023, 5(2):157-172.  
<https://doi.org/10.5539/apr.v15n2p157>

原文获取

<https://ccsenet.org/journal/index.php/apr/article/view/0/49414>

## 粒子流的类衍射和类干涉机制研究

曾纪晴<sup>1)†</sup>, 曾天和<sup>2)</sup>

1) 中国科学院华南植物园, 广州 510650

2) 暨南大学环境学院, 广州 511443

†通讯作者. E-mail: zengjq@scib.ac.cn

**摘要:** 本文论证了杨氏双缝实验中的明暗相间条纹实际上并非光波的衍射和干涉图样。我们对粒子流通过缝隙后的散射现象进行了研究, 发现粒子流的散射类型和散射自由度取决于粒子和缝隙的物理参数。当粒子流发生均匀散射时, 会在接收屏上形成均匀的“有”“无”相间的离散分布图样。基于粒子流的这种类衍射和类干涉机制, 本文解释了电子的衍射和干涉实验, 同时也解释了杨氏双缝干涉实验以及光的圆孔和圆板衍射。本文对爱因斯坦的波粒二象性概念和德布罗意的物质波假说进行了深入讨论, 同时对费曼的电子双缝干涉思想实验进行了分析。我们的研究表明, 物质波假说不成立, 从而动摇了现代量子力学的基础, 具有重要的科学意义。此外, 本研究对于粒子或缝隙的检测和分析的技术开发具有重要的应用价值。

**关键词:** 电子衍射; 双缝干涉; 波粒二象性; 量子力学

PACS: 03. 65. Ta, 03. 75. -b

# Study on the diffraction-like and interference-like mechanisms of particle flow

Jiqing Zeng<sup>1\*</sup>, Tianhe Zeng<sup>2</sup>,

1 South China Botanical Garden, Chinese Academy of Sciences, Guangzhou, China

2 School of Environment, Jinan University, Guangzhou 511443, China

\*Corresponding author: zengjq@scib.ac.cn

**Abstract:** This paper demonstrates that the light and dark fringe in Young's double-slit experiment is not actually the diffraction and interference pattern of light wave. We investigate the scattering phenomenon after the particle flow passes through the gaps and find that the scattering type and scattering degrees of freedom of the particle flow depend on the physical parameters of the particles and the gaps. When the particle flow undergoes uniform scattering, a uniform "yes" and "no" interspersed discrete distribution pattern will form on the receiving screen. Based on the diffraction-like and interference-like mechanism of particle flow, this paper explains the electron diffraction and interference experiment, as well as the Young's double-slit interference experiment and the diffraction of light through circular holes and plates. This article provides an in-depth discussion on Einstein's concept of wave particle duality and de Broglie's material wave hypothesis, as well as an analysis of Feynman's experimental idea of electron double slit interference. Our research shows that the material wave hypothesis is not valid, which has shaken the foundation of modern quantum mechanics and has significant scientific significance. In addition, this study has important application value for the development of technology for detecting and analyzing particles or gaps.

**Key words:** electron diffraction; Double slit interference; Wave-particle duality; quantum mechanics

## 1 引言

1905年, 爱因斯坦提出了光电效应的光量子解释, 认为光具有波粒二象性 (Einstein, A., 2017)。1923年, 德布罗意受此启发提出了物质波假说, 认为所有实物粒子都具有波动性 (de Broglie, 1923)。1927年, 戴维孙和革末用 100 eV 的电子束投射到镍单晶表面以观察电子束的散射, 发现散射束强度随空间分布出现不连续性 (Davisson, C., Germer, L. H., 1927)。几乎与此同时, 汤姆孙 (1927) 用能量为 20 keV 的电子束穿透多晶薄膜, 也观察到了散射电子束在空间分布的离散特性。他们将电子散射束在空间分布的离散性解释为电子衍射现象, 类似于明暗相间的光的衍射图样。于是, 人们认为他们的实验结果证明了电子具有波动性, 从而证实了德布罗意的物质波假说。

人们普遍认为, 既然电子束能发生衍射, 理论上也应该可以发生干涉。尽管

在许多教科书中，电子双缝干涉实验被当做一个事实来讨论，但实际上这个实验从来就没人真正做过，正如费曼说指出的：“千万不要尝试去做这个实验，因为这个装置必须以小得无法想象的规模制造”（Feynman, R. P., Leighton, R.B., Sands, M., 2011）。直到1961年，德国图宾根大学的 C. Jönsson 在铜片上加工出了一组 300 nm 宽的狭缝，然后用电子显微镜的 40 keV 电子束照射，终于得到了类似托马斯·杨在 160 年前看到的明暗相间条纹（Jönsson, C., 1961）。这一明暗相间的条纹成为了电子束可发生干涉的有力证据，似乎再一次有力证明了电子具有波动性，证明了德布罗意物质波假说的正确性。人们普遍认为，电子双缝干涉实验已经完成了。然而，由于明暗相间的条纹是由**电子束**形成的，有些人认为尚难以证明**单个电子**是否也具有波粒二象性。于是，人们开始挑战所谓“单电子双缝干涉实验”（Tonomura, A. 等人 1998; Bach, R. 等人 2012; Frabboni, S. 等人 2012），纷纷宣称实现了费曼所构想的单电子双缝干涉思想实验。他们得出了相同的结论，即实验证明了单个电子具有波动性。1909年，杰弗里·泰勒用弱光（单光子）做了杨氏双缝干涉实验（Taylor, G. I., 1909），狄拉克解释说：“每个光子只是跟自己干涉。干涉绝不会发生在不同的光子之间。”于是，许多人认为单个电子也可以同时通过两条狭缝，自己与自己发生干涉。

显然，认为电子具有波动性的依据是因为发现了所谓的电子衍射和干涉现象。然而，所谓的电子衍射和干涉现象不过是观察到了**明暗相间的图样**。本文证明了杨氏双缝实验中的明暗相间条纹不是光波的衍射或干涉图样，因此不能根据电子束晶体散射和双缝实验中出现明暗相间的条纹认为电子存在衍射和干涉现象，也就不能证明电子具有波动性。本文研究表明，双缝实验中出现的明暗相间图样是粒子流通过缝隙后发生散射作用在接收屏上累积的空间分布。本文以光量子流的观点解释了杨氏双缝实验以及圆孔衍射和泊松亮斑的形成机制，进一步否定了明暗相间条纹是衍射和干涉图样的刻板认知。我们的研究表明，实物粒子根本不具有波动性，所谓的实物粒子的波粒二象性不成立，量子力学的根基被彻底动摇。

## 2 杨氏双缝实验中的明暗相间条纹不是光波的干涉图样

杨氏双缝实验中明暗相间条纹被解释为波的相干叠加形成的干涉图样。这个解释从托马斯·杨至今 200 多年来从未受到质疑，以至于人们不假思索地把明暗

相间的条纹当做是波的干涉图样。人们在进行电子的晶体散射和双缝实验时观察到了明暗相间的图样，于是就想当然地认为这是电子的衍射和干涉现象，进而认为电子具有波动性，从而证实了德布罗意的物质波假说。然而，杨氏双缝实验中明暗相间的**条纹**真的是波的相干叠加形成的干涉图样吗？

杨氏双缝实验中的明暗相间的条纹之所以被认为是光波的干涉图样，主要因为人们把明暗相间的条纹与水波的干涉图样进行了类比。把光波类比为水波是可以的，然而，把明暗相间的条纹类比为水波的干涉图样却是错误的。

首先，水波的衍射现象是一列水波通过缝隙后形成了一列新的水波。因此，所谓**水波的衍射图样就是一列新的水波在波动的形态**。如果把光波与水波作比较，那么一束光通过单缝后的衍射图样应该也是一束新的光波在波动的形态。但是，可见光的波长只有几百纳米，人眼无法分辨，**我们根本无法看到光波的波动形态**。显然，光通过单缝后在屏幕上出现的**明暗相间条纹并不是光的衍射图样**。

其次，水波的干涉现象是两列水波在水面上发生波的相干叠加，出现波峰与波峰或波谷与波谷叠加后振幅增强，波峰与波谷叠加后振幅相消的干涉图样。**水波的干涉图样呈现在水面上**（我们称之为**干涉面**），干涉面与水波传播方向平行。然而，由于可见光波长极小，我们无法看到光的波动，光通过双缝后根本不能在**干涉面**上看到光波的干涉图样。显然，在垂直于光的传播方向的屏幕上看到的明暗相间的条纹不是光波的干涉图样。

第三，水波的运动可以借助光而被人眼所看见，而光波的运动我们却不能借助光来观察。即使光的波长很长，我们也不能看见光在真空中的传播，只有光射入人眼我们才能感觉到其亮光。光在介质中传播时，我们看到的光线传播路径是介质发生散射的光进入人眼形成的，看不到光波在传播路径上的波动形态。因此，即便光波发生了干涉现象，我们也根本看不见光波的干涉图样。双缝实验中屏幕上的亮纹是光照射到屏幕上的物质散射的光进入我们眼睛形成的影像，不是光波的波峰叠加后产生的影像。而暗纹则是该处没有光的散射，没有光进入我们的眼睛，而不是因为光波的波峰与波谷抵消。

第四，由于光能不会因相位相反而抵消，因此两束相位相反的相干光打到屏幕上同一个点，该点的光强应该是增强的。可见，杨氏双缝实验的暗条纹解释明显违背能量守恒原理和基本实验事实。

最后，实验已经证明暗条纹并不是由于光的相消干涉形成的，而是因为根本就没有光到达该处。比如，A. R. Nejad 等人（2020）进行了一系列新颖的实验，证明了在暗条纹中根本检测不到任何光子。

综上所述，光的单缝衍射和杨氏双缝实验中的明暗相间条纹并非光的衍射和干涉图样。因此，明暗相间的条纹不能作为波的衍射和干涉的依据。

那么明暗相间的条纹是如何形成的呢？下面我们分析粒子流通过缝隙后产生明暗相间条纹的机制。

### 3 粒子通过缝隙的本质是与缝隙发生相互作用

假设粒子的直径为  $D$ ，缝隙宽度为  $d$ ，只有当  $D \leq d$  时，粒子才能通过缝隙。粒子与缝隙边缘无碰撞直接通过时，其最大发射角  $\theta$  满足  $\cos\theta = D/d$ （图 1）。显然， $D/d$  比值越小  $\theta$  值越大。当粒子的直径  $D$  略小于缝隙宽度  $d$  时， $\theta$  值很小（趋近于 0 度），那么发射角稍微大于 0 度，粒子就会与缝隙边缘发生碰撞，从而改变粒子的运动方向。如果粒子与缝隙边缘物质具有电磁相互作用，即便不发生直接碰撞，近距离的相互作用也能改变粒子的运动方向。可见，缝隙提供了一个让粒子与缝隙边缘物质相互作用的空间约束结构。粒子通过缝隙，本质上就是粒子与缝隙边缘物质相互作用后发生散射。

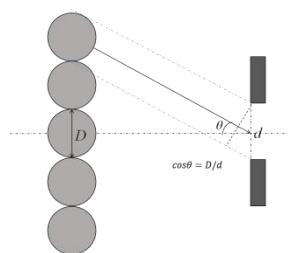


图 1 粒子直接通过缝隙的最大发射角

Fig.1. Maximum emission angle of particles directly passing through the gap

### 4 粒子流与缝隙的物理参数

由于粒子通过缝隙的本质是粒子与缝隙发生相互作用而产生散射，因此粒子流与缝隙的物理参数就决定着散射的方向和空间分布。

粒子流的物理参数包括粒子的物质属性（粒子种类或物质组成）、形状、大小、质量、和粒子运动速度等。此外，粒子的发射角和发射方式也是决定粒子流

的重要参数。从每次射出的数量来看，可分为单粒子发射（或称点发射）与多粒子发射（或称面发射）；从每次发射时间间隔（或频率）是否固定来看，可分为周期性发射与非周期性发射。假设粒子的直径为  $D$ ，粒子运动速度为  $u$ 。粒子周期性发射时，发射频率为  $f$ ，即每次发射粒子的时间间隔为  $\Delta t = 1/f$ 。当  $\Delta t = D/u$  时，粒子一个挨着一个成串连续发射，称之为周期性连续发射；当  $\Delta t > D/u$  时，前后发射的粒子之间有一定距离间隔，称之为周期性间隔发射。当进行面发射时，发射面上的粒子可以同时发射也可以不同时发射。

缝隙的物理参数包括缝隙的形状、大小尺度以及缝隙边缘物质的物理属性。人们考虑缝隙时，往往只考虑其形状和尺寸，忽视构成缝隙的边缘物质的物理属性。实际上，缝隙本身并非物理实体，构成缝隙的边缘物质才是。

## 5 粒子流的散射自由度与散射类型

运动的粒子与缝隙边缘物质发生碰撞后将改变运动方向，从而发生散射。如果同一种粒子每次以相同的运动速度、相同的运动方向、与同一缝隙相同的部位发生碰撞，那么每次碰撞后改变的运动方向就应该是相同的。那么同一种粒子相同运动速度的粒子流，只要以固定的方向与缝隙碰撞就会有固定的散射方向。如果某发射装置能够固定地朝一个方向进行点发射，那么它发射的粒子流就只有一个确定的粒子流参数，与缝隙碰撞后也只有一个确定的散射方向。如果粒子流的发射装置是面发射，那么这组固定的面发射就组成了一组确定的粒子流参数，与缝隙碰撞之后就有一组确定的散射方向（图 2）。如果发射装置在进行点发射时，有规律地发生振动，点发射的粒子运动方向有规律地改变，那么该发射装置在一定时间内将形成一组确定的粒子流参数。当粒子种类和粒子流的发射装置确定之后，粒子流的物理参数就确定了；当缝隙被确定之后，其物理参数也就确定了。显然，一组确定物理参数的粒子流与确定物理参数的缝隙发生碰撞之后就自然产生一组确定的散射方向。粒子流散射方向的数量，我们称之为散射自由度，粒子流有多少个散射方向，就有多少个散射自由度。比如，在最大散射角  $\alpha$  范围内有  $N_s$  个离散的散射方向，我们就说粒子流的散射自由度是  $N_s$ 。因此，粒子流的散射自由度由粒子流参数和缝隙参数决定。也就是说，只要选定了发射粒子的种类和发射粒子的装置，选定了实验用的缝隙，那么该发射装置发射的粒子流通过

该缝隙后就有了确定的散射自由度。

根据粒子散射在一定散射角范围内散射方向的空间分布是否均匀，可分为均匀散射与非均匀散射两种散射类型。结合粒子流的发射类型，均匀散射又可分为以下几种类型：同时、周期性连续散射；同时、周期性间隔散射；非同时、周期性散射；非同时、非周期性散射。

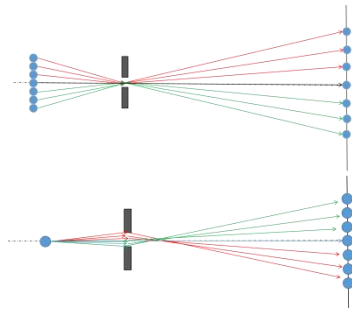


图 2. 确定的一组粒子参数与确定的缝隙参数决定了一组确定的散射方向

Fig.2. A set of determined particle parameters and determined slot parameters determine a set of determined scattering directions

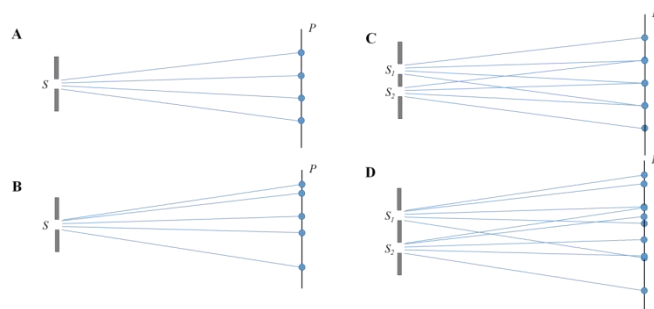


图 3 粒子流的散射类型、类衍射与类干涉图样

A. 均匀散射的类衍射图样；B. 非均匀散射的类衍射图样；C. 均匀散射的类干涉图样；D. 非均匀散射的类干涉图样

Fig.3. Scattering type, diffraction and interference pattern of particle flow

A. Diffraction-like pattern of uniform scattering; B. Diffraction-like pattern of non-uniform scattering; C. Interference like pattern of uniform scattering; D. Non-uniform scattering interference pattern

## 6 粒子流的类衍射和类干涉

## 6.1 不考虑缝隙形状与大小

假设粒子流打在缝隙  $S$  处在**散射角 $\alpha$** 范围内发生**均匀散射**，共有  $N_s$  个**散射方向**（或称**散射自由度**），那么在接收屏  $P$  处就会形成间隔均匀的  $N_s$  堆粒子。粒子在散射方向上的运动路径称之为粒子的**散射路径**，有  $N_s$  个散射方向就有  $N_s$  个散射路径。图 3A 表示了粒子流打在缝隙  $S$  后发生均匀散射，在一个截面有 4 个散射方向，最后在接收屏上出现均匀分布的 4 堆粒子的“**类衍射图样**”。

假设有两个相同的粒子均匀散射源  $S_1$  和  $S_2$ ，当它们相互靠近时，**粒子散射路径**将存在交叉点（我们将其称为**类干涉点**）。散射路径也称为**类干涉线**。在**类干涉点**附近设置接收屏  $P$ ，接收屏上将呈现粒子分布“有”“无”相间的类干涉图样，在**类干涉点处**将累积更多的粒子（图 3C）。

显然，只要粒子流经过缝隙后发生**均匀散射**，在接收屏上就能出现类衍射图样，如果是相互靠近的双缝发生**均匀散射**，在接收屏上就能出现均匀的**类干涉图样**（图 3C）。如果是非均匀散射，则形成非均匀的类干涉图样（图 3D）。

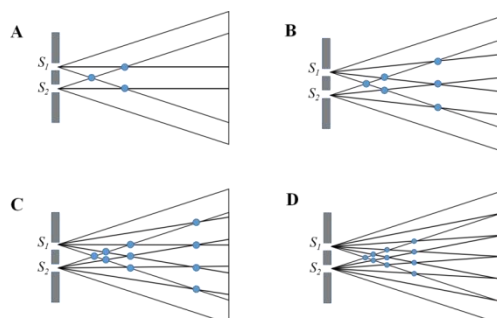


图 4 粒子流的散射自由度与类干涉点的关系

Fig.4. Relationship between scattering degrees of freedom of particle flow and interference points

粒子流通过缝隙后发生散射，其**散射自由度**的大小取决于粒子流和缝隙的物理参数。只要确定了缝隙的**散射自由度  $N_s$** ，就能预测其**类干涉图样**。图 4 表示 2 个分别有 3、4、5、6 个**散射自由度**的均匀散射源  $S_1$  和  $S_2$  的**类干涉图样**，最多分别有 2、3、4、5 个**类干涉点**。也就是说，粒子流的双缝**类干涉图样**与  $N_s$  有关，**类干涉点**数量最多为  $N_s-1$  个。

假设缝隙  $S_1$  和  $S_2$  的**散射自由度**为  $N_s$ ，最大**散射角**均为  $\alpha$ ，在**类干涉点**处设置接收屏，则根据**类干涉点**数量  $n$ ，分别将接收屏标记为  $P_1, P_2, P_3, \dots, P_n$ ，



对接收屏上的类干涉点标记为  $f_{n-k}$  (图 5)。当接收屏  $P_n$  上类干涉点数  $n$  为奇数时, 存在类干涉点在接收屏的中央  $O$  处的情形, 此时  $k=0$ 。接收屏  $P_n$  与双缝之间的距离为

$$L_n = \frac{d}{2 \tan\left(\frac{N_s - n}{N_s - 1} \alpha\right)} \quad (1)$$

可测得接收屏与双缝的距离为  $l$ , 粒子在接收屏上的最大散射宽度为  $L_s$ , 双缝距离为  $d$ , 则最大散射角  $\alpha$  可由下式获得:

$$\tan \alpha = \frac{L_s - d}{2l} \quad (2)$$

可见, 只要确定了缝隙散射源的散射自由度  $N_s$ 、最大散射角  $\alpha$  和双缝距离  $d$ , 那么在与双缝距离  $l$  的接收屏  $P_n$  上呈现的类干涉图样就确定了。实际上, 只要确定了实验装置与粒子和缝隙的物理参数, 那么粒子流的双缝类干涉图样就确定了, 接收屏上呈现的类干涉图样仅与接收屏双缝之间的距离以及粒子流发射的累计时间相关。

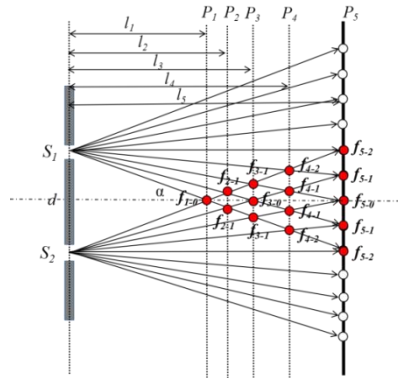


图 5. 粒子双缝散射类干涉原理图

Fig.5 Schematic diagram of particle double-slit scattering interference

我们首先考虑**第一种情形**: 粒子流打在缝隙处发生**均匀、同时、周期性连续散射** (图 6A)。假设从  $S_1$  和  $S_2$  射出的两个粒子同时到达观测屏**相同位置  $P$  处**, 则两粒子到达该处的路程差为  $\Delta r$ 。由图 6C, 可得

$$\Delta r = r_2 - r_1 \approx d \sin \theta = \frac{dx}{l} \quad (3)$$

显然, 当  $\Delta r$  为粒子直径  $D$  的整数倍时, 即  $\Delta r = kD$  ( $k$  为正整数), 从  $S_1$  和  $S_2$  射出的两个粒子同时到达  $P$  处。当  $\Delta r = (2k+1)D/2$  时, 两粒子相继达到  $P$  处时间间隔最长, 但也仅仅相差**半个粒子**。因此, 分别从两个缝隙射出的两个粒子**不论**

是同时达到还是先后到达接收屏，只要达到相同的位置（粒子散射路径交叉点），那么该位置在相同时间内就累积更多粒子。而粒子散射路径不到达的地方，在接收屏上就不积累粒子。这样，在一定时间内，在接收屏上就会形成间隔均匀的粒子堆，由于粒子散射路径交叉点在接收屏的中部，因此中部粒子堆数量更多。这就是粒子双缝散射类干涉图样。

由（3）式可得

$$x = k \frac{l}{d} D \quad (4)$$

类干涉条纹之间的间隔 $\Delta x$ 为

$$\Delta x = \frac{l}{d} D \quad (5)$$

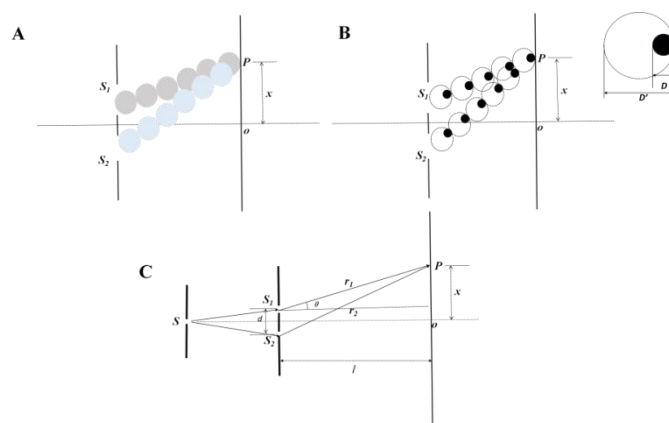


图 6. 均匀、同时、周期性发射粒子流的类双缝干涉

Fig.6. Double slit interference-like of uniformly, simultaneously and periodically emitted particle flow

第二种情形是均匀、同时、周期性间隔散射（图 6B）。假设以固定的频率  $f$  发射粒子，即每次发射粒子的间隔为  $\Delta t = 1/f$ 。当  $\Delta t = D/v$  时，显然，粒子就是一个挨着一个连续发射。当  $\Delta t > D/v$  时，即粒子并非一个挨着一个而是有一定间隔。设  $D' = v\Delta t$ ，当  $\Delta r = kD'$  时， $S_1$ 、 $S_2$  发出的粒子同时到达  $P$  处。若  $D' > D$ ，发射时间间隔的延长就相当于把粒子的直径扩大为  $D'$ ，我们将其称为“虚拟粒子直径”。因此，无论粒子是一个紧挨着一个连续发射，还是周期性间隔发射，都能得到类干涉图样。

第三种情形是均匀、非同时、非周期性散射。假设粒子在散射角  $\alpha$  范围内有  $N_s$  个散射自由度，由于粒子的均匀散射，粒子经过缝隙后到达接收屏上的  $N_s$  个位置的概率是相等的。因此，不论粒子是否同时和是否周期性发射，粒子经过每

条散射路径的概率都是相同的。可见，用粒子做双缝实验时，只要粒子通过缝隙后发生均匀散射，粒子经过每条散射路径的概率就相同。即便每次只发射一个粒子，每次发射的时间间隔不同，经过一定时间，当积累一定数量的粒子后，在接收屏上也能形成稳定的类干涉图样。由于  $S_1$  和  $S_2$  为在散射角  $\alpha$  范围内的均匀散射源，那么每个粒子打在  $S_1$  或  $S_2$  后经过任意一条散射路径的概率均为  $1/N_s$ 。假设在  $T$  时间内， $S_1$  和  $S_2$  在散射角  $\alpha$  范围内散射的粒子总数均为  $N_t$ ，那么经过任意一条散射路径的粒子数均为  $N_t/N_s$ 。若类干涉点若在接收屏上，则类干涉点处的粒子数为  $2N_t/N_s$ 。因此，在接收屏上，类干涉点位置将积累更多粒子，从图 5 可见接收屏中部位置呈现更清晰的条带。

第四种情形是非均匀散射。而这种情形又可分为两种，一种是确定性的非均匀散射，另一种是非确定性的非均匀散射。**确定性非均匀散射**，指的是散射路径的空间分布不均匀，但散射路径是确定的。这种散射源由于存在确定的散射路径，也能产生双缝类干涉图样，但条带分布不均匀。**非确定性的非均匀散射**，指的是散射路径的空间分布不均匀，粒子的散射很少有相同的散射路径、粒子经过不同散射路径也是随机的。这种非确定性的非均匀散射，可以认为是**散射自由度为无穷大的随机散射**。这种散射一般就难以获得稳定的双缝类干涉图样。然而，完全的随机性也很少发生。

## 6.2 当缝隙为矩形方孔时

假设缝隙为矩形，长为  $a$  宽为  $b$ 。粒子流是面发射，且为周期性连续发射，打在缝隙处缝隙发生均匀、同时、周期性连续散射。散射路径是梯形台，散射角为  $\alpha$ 。每个梯形台的横向发散角为  $\theta$ ，纵向发散角为  $\beta$ 。缝隙的散射自由度为  $N_s$ 。接收屏与缝隙之间的距离为  $l$ 。那么，接收屏显示的“条带”的面积为（图 7）：

$$S_t = \left(l + \frac{b}{2\tan\theta}\right)^2 \tan\beta [\cos(\alpha - \theta)\tan(\alpha + \theta) + \sin(\alpha + \theta) - \sin(\alpha - \theta) - \cos(\alpha + \theta)\tan(\alpha - \theta)] \quad (6)$$

设

$$K_s = \tan\beta [\cos(\alpha - \theta)\tan(\alpha + \theta) + \sin(\alpha + \theta) - \sin(\alpha - \theta) - \cos(\alpha + \theta)\tan(\alpha - \theta)] \quad (7)$$

则，

$$S_t = K_s \left(l + \frac{b}{2\tan\theta}\right)^2 \quad (8)$$

当缝隙材质和大小以及粒子流确定后，散射路径（梯形台）发散角  $\theta$ 、 $\beta$  以及散射自由度  $N_s$  与最大散射角就确定了。计算接收屏上每个条带的面积时， $K_s$  值仅与该条带对应的散射路径的散射角  $\alpha$  有关，散射角  $\alpha$  越大  $K_s$  值越大。当接收屏与缝隙的距离  $l$  一定时，条带面积  $S_t$  随散射角  $\alpha$  增大而增大。假设单位时间通过缝隙  $S$  的粒子数为  $N$ ，那么接收屏上每个条带的粒子数为  $N/N_s$ 。则单位时间接收屏上每个条带的粒子密度为：

$$\rho = \frac{N}{N_s S_t} \quad (9)$$

显然，条带的散射角  $\alpha$  越大，即越远离中央条带位置  $O$ ，条带的面积  $S_t$  越大，单位时间接收屏上每个条带的粒子密度就越小。

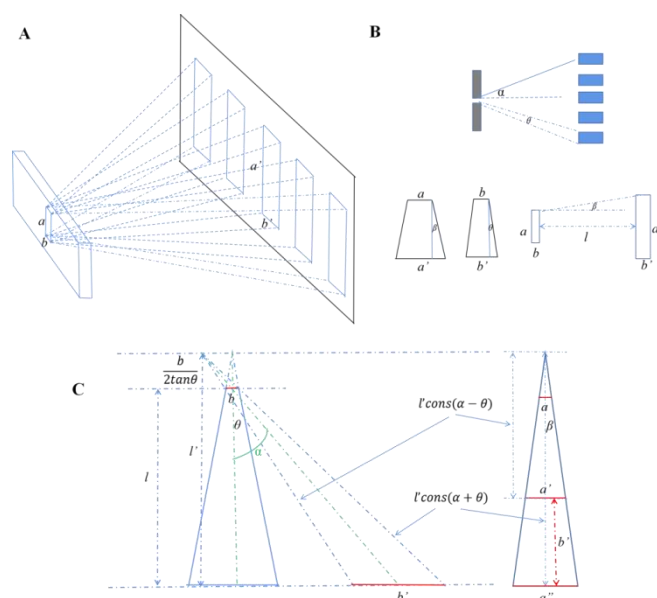


图 7. 矩形缝隙的粒子流类衍射图样及原理图

Fig.7. Particle flow diffraction pattern and schematic diagram of rectangular slot

当两个相同的矩形缝隙  $S_1$  和  $S_2$  发生粒子流类双缝干涉时，在类干涉点的“条带”上单位时间接收的粒子数为  $2N/N_s$ ，而类干涉点集中在接收屏中部位置，“条带”面积  $S_t$  又更小，单位时间接收的粒子数更多，粒子密度更大，类干涉图样的中间“条带”就更加明显。

## 7 光的衍射与干涉

我们前面已经证明，杨氏双缝干涉实验中出现的明暗相间的条纹不是光波的

干涉图样。那么明暗相间的条纹是如何形成的呢？

根据经典电磁学理论，光是一种电磁波。根据我们的最新研究，一个电磁振荡周期或一个波长的电磁波就是一个光子，其能量大小为 $\epsilon$ （在数值上等于普朗克常数 $h$ ）（Zeng, J., 2021; 2022）。每个光子都是一份独立的能量单元，就如同一个粒子具有一定大小的能量一样。因此，一束光就可以看作是一束以光速运动的光量子流。这样，光强就可以表示为单位时间内单位面积接收的光量子数。因此，两束光打在同一个地方，光子数增加光强必然增加。即便两束光的相位相反，虽然电磁波振幅抵消，但电磁能不会抵消，光子不会消失，光强是加倍的，不会变成黑暗。因此，杨氏双缝干涉中，明条纹是光子到达的地方，而暗条纹是光子不到的地方。可见，把光看作是光子流，所谓光的衍射和干涉现象本质上应该是光子流通过缝隙后发生均匀散射产生类衍射和类干涉现象。实际上，泰勒的弱光双缝干涉实验证明了明暗相间的条纹是由一个个光子打在感光胶片上逐渐曝光而形成的（Taylor, G. I., 1909）。有研究发现，采用超黑材料做激光衍射实验，荧光屏上只出现一条亮纹，通常的明暗相间条纹消失不见了（杨发成，私人通讯）。这一实验结果说明如果光子被缝隙边缘物质全完吸收，则不存在光子流的散射作用，明暗相间的条纹就消失了。

### 7.1 光的双缝干涉

若把光看作是光子流，那么单色光通过缝隙或障碍物就符合上述**粒子流的均匀、同时、周期性连续散射的情形**（图6）。在不考虑缝隙大小的情况下，把光波的波长 $\lambda$ 看作是粒子的直径 $D$ ，将其代入（4）（5）式即为干涉条纹的位置 $x$ 和干涉条纹间距 $\Delta x$ ：

$$x = k \frac{l}{d} \lambda \quad (10)$$

$$\Delta x = \frac{l}{d} \lambda \quad (11)$$

这与现行教科书中得到的结果是一样的。可见，在光的衍射和杨氏双缝实验中，我们在荧光屏上看到的明暗相间的衍射和干涉图样，实际上**并不是光作为电磁波而产生的衍射和干涉图样，而是光子流的“类衍射和类干涉”图样。**

若缝隙为矩形，假设打在缝隙上的光强为 $I_0$ ，光的频率为 $\nu$ ，有 $n$ 束相同频率的光穿过面积为 $S_0$ 的缝隙，通过缝隙的总光子数为 $N_0$ ，缝隙的散射自由度为 $N_s$ ，荧光屏上亮纹的光子密度由（9）式给出，由于一个光子的能量为

$\varepsilon = 6.62607015 \times 10^{-34} \text{ J}$  (Zeng, J., 2021), 因此荧光屏  $P_n$  上的第  $k$  个亮纹的光强度  $I_k$  为:

$$I_k = \frac{I_0 S_0}{N_s S_{t-k}} = \frac{\varepsilon N_0}{N_s S_{t-k}} = \frac{\varepsilon n v}{N_s S_{t-k}} \quad (12)$$

其中  $S_{t-k}$  为荧光屏  $P_n$  上的第  $k$  个亮纹的面积:

$$S_{t-k} = K_{s-k} \left( l + \frac{b}{2 \tan \theta} \right)^2 \quad (13)$$

$K_{s-k}$  为荧光屏  $P_n$  上的第  $k$  个亮纹的  $K_s$  值:

$$K_{s-k} = \tan \beta [\cos(k\alpha/N_s - \theta) \tan(k\alpha/N_s + \theta) + \sin(k\alpha/N_s + \theta) - \sin(k\alpha/N_s - \theta) - \cos(k\alpha/N_s + \theta) \tan(k\alpha/N_s - \theta)] \quad (14)$$

随着  $k$  增大, 即亮纹离中央明纹越远,  $K_{s-k}$  越大, 亮纹面积  $S_{t-k}$  越大, 光强度  $I_k$  则越小, 这就是为什么光的衍射条纹是中央明纹最亮, 越往两边亮度越小。

当发生光的“双缝干涉”时, “类干涉点”上的亮纹光强度是两个矩形缝隙“类衍射”图样的亮纹光强度的“叠加”, 因此在中央明纹附近的“类干涉点”上光强度更大。由于在散射角  $\alpha$  范围内是均匀散射, 因此类干涉点的光强是非类干涉点光强的 2 倍。

## 7.2 光的圆孔和圆板的衍射

当缝隙为圆孔时, 每个与圆孔垂直的截面在圆孔上相交的两点, 相当于粒子流的双缝实验的两个缝  $S_1$  和  $S_2$  (参见图 4)。显然, 当缝隙为圆孔时, 就相当于无数个相等的双缝组成一个环。若粒子流打在圆孔壁上发生均匀散射, 则在接收屏上呈现粒子“有”“无”相间的同心圆环。如果类干涉点在中央  $O$  处则形成中央亮斑。如果是均匀散射, 存在  $N_s$  个散射自由度, 那么就将呈现  $N_{s-1}$  个同心圆环 (图 8)。

假设光照射圆孔壁的光强是  $I_0$ , 所照射的圆孔壁厚度为  $d$ , 圆孔壁即为宽度为  $d$  的圆环, 那么荧光屏上的圆环宽度为  $d' = d + 2l \tan \theta$ 。假设圆环散射张角为  $\theta$ , 圆环散射自由度为  $N_s$ , 最大散射角为  $\alpha$ , 则同心圆环从里到外的面积为  $S_k$ :

$$S_k = \pi \left[ d + 2l \left( \tan(\theta + \frac{(k+1)\alpha}{N_s}) \right) \right]^2 - \pi \left[ d + 2l \left( \tan(\theta + \frac{k\alpha}{N_s}) \right) \right]^2 \quad (15)$$

圆环的光强度为

$$I_k = \frac{\pi d I_0 (2r+d)}{S_k N_s} \quad (16)$$

$k$  越大,  $S_k$  面积越大, 即外面的同心圆环面积大于里面的圆环面积, 圆环的

光强  $I_k$  就越小，这就可以解释圆环光斑越往外亮度越暗淡。

假设圆孔半径为  $r$ ，光直接通过圆孔后的最大张角为  $\beta$ ，则在荧光屏中央形成的圆形光斑半径为  $R=r+2l\tan\beta$ ，面积为  $\pi(r+2l\tan\beta)^2$ 。假设直接通过圆孔的光强为  $I_0$ ，则荧光屏上的圆形光斑的光强为

$$I_c = I_0 r^2 / R^2 = \frac{I_0 r^2}{(r+2l\tan\beta)^2} \quad (17)$$

若圆孔壁散射后形成的圆环光斑在圆形光斑之内，则圆形光斑的光强需加上圆环光斑的光强。因此，圆形光斑往往比较明亮。

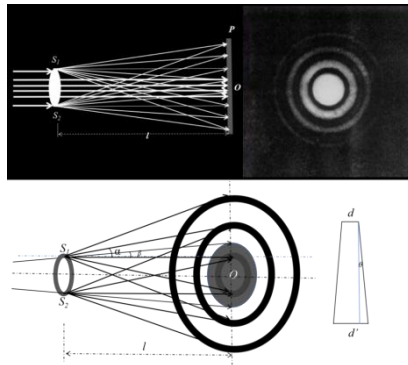


图 8. 粒子流圆孔类衍射图样及原理图

Fig.8. Diffraction pattern and schematic diagram of particle flow circular hole

圆孔周长与面积之比为  $C/S=2/r$ 。半径  $r$  越小  $C/S$  比值越大，意味着通过圆孔并与圆孔边缘相互作用产生散射的粒子就越多，在一定时间内类衍射现象就越明显；反之则是直接通过圆孔的粒子就更多，散射粒子少，在一定时间内类衍射现象就不明显。因此，光的圆孔衍射时，圆孔半径越小圆孔衍射图样越明显，圆孔半径大到一定程度时则不明显。

光的圆板衍射与圆孔衍射类似。不同之处在于，光被圆板阻挡而不能打在接收屏上，而在荧光屏上形成一个圆形阴影（图 9）。由于圆孔衍射时光通过圆孔在荧光屏上形成了亮度很大的圆形光斑，因此不能观察到类干涉点在中央  $O$  处则形成中央亮斑。如果是圆板衍射，由于荧光屏中央正好是圆形阴影，则能够观察到同心光环和中央亮斑。这个中央亮斑就是所谓的泊松亮斑。事实上，随着荧光屏  $P_n$  的移动，荧光屏中央  $O$  处的类干涉点是交替出现的。这就可以解释所谓的泊松亮斑随着荧光屏移动而交替出现，阴影处出现同心光环。

当光照射到不透明的圆板障碍物时，与圆孔衍射一样，圆板衍射在荧光屏上

也将出现明暗相间的同心圆环亮纹。在圆板阴影处也能看到这些明暗相间的圆环，亮圆环的光强度可根据（17）式计算。如果类干涉点在荧光屏中央  $O$  处，则出现所谓“泊松光斑”。设泊松光斑面积为  $S_b$ ，则泊松光斑的光强度为：

$$I_b = \frac{\pi d I_0 (2r+d)}{S_b N_s} \quad (18)$$

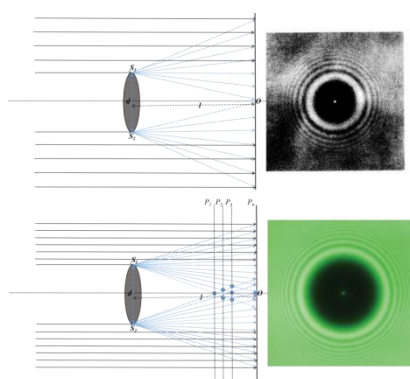


图 9. 圆板衍射——泊松亮斑

随着荧光屏从  $P_1$  到  $P_n$  移动，中央  $O$  处的泊松亮斑会交替出现

Fig.9. Circular plate diffraction - Poisson bright spot

As the fluorescent screen moves from  $P_1$  to  $P_n$ , the Poisson bright spots at central  $O$  will appear alternately

## 8 讨论

杨氏双缝干涉实验被视为证明光是一种波的经典物理实验，其证据是观察到了明暗相间的条纹，该图样被认为是波的干涉形成的。从此以后，明暗相间的条纹就成了波的特征标志。1927年，戴维森和革末采用电子束进行镍单晶散射实验结果发现散射束强度随空间分布出现不连续性或离散性，汤姆逊（1927）采用电子束进行多晶薄膜散射实验结果发现明暗相间的圆环。1961年，Jönsson 使用电子束进行了双缝干涉实验，得到了类似杨氏双缝干涉实验的结果。这些实验因观察到明暗相间的条纹而被认为发现了电子衍射和电子干涉现象，从而证实了电子具有波动性，并证明了德布罗意物质波的正确性。

然而，本文证明了杨氏双缝干涉实验中的明暗相间条纹并非光波产生的干涉图样。我们的研究表明，实验中观察到的明暗相间条纹是粒子流的类衍射和类干涉形成的。因此，根据实验观察到明暗相间条纹并不能证明粒子具有波动性，德



布罗意的物质波理论不能被认为得到了实验证实。

事实上，泰勒（1909）的“弱光双缝干涉实验”清晰地揭示了**明暗相间的条纹**是由单个光量子逐个在感光胶片上曝光而形成的。同样，Tonomura 等人（1989）和 Bach 等人（2013）的“单电子双缝干涉实验”也清楚地记录了**明暗相间的条纹**是由单个电子逐个打在荧光屏上累积而成的事实。这些实验结果清楚表明，**明暗相间的条纹**是由大量的粒子经过缝隙的散射后在接收屏上累积而成的。遗憾的是，人们竟然**无视**明暗相间条纹由粒子逐个累积的而成的事实，以实验观察到了**明暗相间的条纹**为由得出**单个粒子具有波动性，可以同时穿过两条狭缝，自己与自己干涉**的荒谬结论。

人们甚至采用中子（Hartmut 等人 2022）、原子（Murray, A., 2020; Halban, H. v. Jr & Preiswerk, P., 1936），以及更大的分子如 C<sub>60</sub>（Arndt, M. 等人 1999）、由 810 个原子组成的有机大分子（Eibenberger, S., 等人 2013），甚至细菌（Coles, D., 等人 2017; Shayeghi, A., 等人 2020）进行衍射和双缝干涉实验，试图证明比电子更大的实物粒子甚至是以宏观物质也具有波动性。然而，这些过去被错误地视为支持德布罗意的物质波理论的证据，在我们揭示了粒子流的类衍射和类干涉机制之后，恰恰成为了反对该理论并支持我们新的理论的有效证据。

**德布罗意的物质波理论**是受到爱因斯坦提出的光的光量子假说的启发而提出的。爱因斯坦的光量子假说认为，**光不仅具有波动性，还具有粒子性**，因此光具有**波粒二象性**。事实上，**爱因斯坦的光量子假说本身就有问题**。一方面，其光量子概念本身自相矛盾。他认为光是由**不连续的光量子组成的**，电子发射或吸收一个光量子是以能量  $h\nu$  为单位进行的。然而，所谓光量子指的是最小的能量单元，但爱因斯坦的光量子能量是一个随频率变化的量。此外，爱因斯坦强调电子发射或吸收一个光量子是瞬时的，不连续的。但从普朗克常数与频率的量纲来看， $h\nu$ 其实是单位时间（1 秒）所吸收或辐射的能量。另一方面，爱因斯坦的光量子概念易被视为真实的粒子。比如，他认为光量子具有动量，一个光量子的能量和动量应该满足关系  $E=h\nu=pc$ 。他对光电效应的解释以及康普顿对康普顿散射的解释，都采用了将光量子视为真实粒子的观点。可见，光的波粒二象性观点具有误导性，以至于人们误以为光量子是一种真实的粒子，而后被人们称之为“光子”。

然而，我们之前的研究（Zeng, J., 2021; 2022）表明，电子跃迁是电子绕核

做加速或减速运动的过程，这个过程是连续的。在此过程中，电子释放或吸收的电磁波也是连续的。具体而言，电子绕核加速运动一周则释放一个光量子，而电子吸收一个光量子则减速绕核运动一周。一个光量子就是一个**波长的电磁波**，其所包含的能量为最小能量单元 $\varepsilon$ ，其大小在数值上等于普朗克常数 $h$ 。由于电磁波是连续的，因此**光量子并不是一个不连续的、独立的实体，而是以一个波长为单位划分出来的连续的电磁波**。此外，根据无质量“物体”的运动规律，由于光作为电磁波没有质量，因此在真空中以恒定的速度沿直线传播（Zeng, J. & Zeng, T., 2023）。而电磁波的传播不需要介质这一特性，也说明了光在真空中是以直线的方式进行传播，而不是以球面方式扩散。所以，光量子在真空中传播时看起来就像是一个粒子做匀速直线运动。此外，电子发射和吸收一个光量子的速度极快（电子绕核一周的时间），这就让光量子与电子之间的相互作用具有类似粒子之间碰撞的瞬时性质。因此，**光的本质是电磁波**，它既不属于机械波，也不属于实物粒子，但它以匀速直线运动以及与电子相互作用的瞬时性特点，使得它表现出类似粒子的性质，**给人们造成了光既是波又是粒子的假象**。

**波粒二象性**的概念是一个模糊和含混的术语。首先，波和粒子是两种完全不同的物理现象。波是一种连续的振动，可以在空间中传播，而粒子则是一种具有确定位置和动量的物质实体。因此，将这两种完全不同的概念放在一起，会让人们产生概念混淆。其次，**波粒二象性**的含义并不是在所有情况下都清晰明确。例如，当我们说光既是波又是粒子时，这个表述可能会让人产生一些疑问。因为光本身就是一种电磁波，所以它本身就是一种波，而**粒子性质**则是指光的直线传播、与电子相互作用的瞬时性。可见，**波粒二象性概念**并不是一个准确的科学术语，它会给人们造成困惑和误导。**爱因斯坦的光的波粒二象性概念**让人误以为光子是一种**真实的粒子**，而**德布罗意的实物粒子具有波粒二象性的物质波假说**，则让人误以为**实物粒子也是真实的波**。显然，波粒二象性概念混淆了粒子和波这两个完全不同的物理现象，**严重扰乱了人们的正常认知**。

事实上，当德布罗意首次提出实物粒子具有波粒二象性的假设时，他所谓的实物粒子的波动性并非指粒子是真实的波，而是指与实物粒子缔合的一种“假想的、非物质的波（相波）”（de Broglie 1923）。薛定谔在德布罗意的“相波”假设的基础上建立了**薛定谔方程**，为了诠释**波函数**的物理意义，他才把德布罗意

的“相波”改称为“物质波”（Schrodinger, E.,1926）。此后，德布罗意的理论也被称为**物质波理论**。M. 玻恩（1926）认为**波函数**是一种“概率波”（ $\Psi$ ），它是一种数学工具，用于描述粒子的状态和行为，但并不是用来确切描述粒子的位置。相反，波函数的模平方  $|\Psi|^2$  代表了粒子出现在某个空间位置的**概率密度**。显然，为了表达实物粒子具有**波粒二象性**的观点，又要**规避实物粒子以波的形式运动的矛盾**，无论是德布罗意还是玻恩，都精心虚构了一个**数学意义上的波**。这种做法似乎解决了波与粒子概念之间的矛盾，然而，他们引入的**数学意义上的波很容易与物理意义上的波相混淆**，给人们造成**认知上的困扰**。甚至德布罗意本人也受到了**概念混淆**的影响，他错误地认为可以通过电子衍射实验来验证他的相波理论。众所周知，只有物理意义上的波才会发生衍射和干涉现象，**数学意义上的“波”不可能发生衍射和干涉现象**。从本质上来说，德布罗意的**物质波理论根本就不能用衍射和干涉实验来验证**。

然而，由于明暗相间的条纹长期以来被视为波的衍射与干涉图样，因此当人们在电子衍射和干涉实验中观察到的明暗相间条纹时，便认为证实了实物粒子具有波粒二象性的物质波理论。当然，这也给人们带来了**困惑和争议**：如果将电子的波动性视为物理上的真实波，那么显然就违背了实物粒子不可能以波的形式运动这一基本常识和事实。相反，如果电子的波动性仅指数学上的波而不是真实的物理上的波，那么实验中观察到的电子衍射和干涉现象就无法得到合理解释。由于科学实证主义的盛行，人们认为科学理论的正确性必须由实验来决定。因此，人们普遍认为，既然实验观察到了表征波的**衍射和干涉现象的明暗相间图样**，那么**实物粒子就必然具有真实的波动性**。尽管这一结论与常识或基本事实相矛盾，但在确凿的实验结果面前，人们坚信物质波理论得到了实验证实，成为正确的理论。于是，“**电子是个波**”、“**电子以波的形式运动**”等说法在科学界广泛流行。这种明显与基本事实相矛盾的观点常常引发争议，而物质波的**概率诠释**则试图讨巧地避开了这种矛盾。但是，量子力学中，粒子波动性的概念混淆问题却依然存在。粒子的波动性有时被视为**物理上的波**，有时被视为**数学上的波**，这必然会导致概念、逻辑和思想的混乱。这种混乱的认识一直影响着量子力学的发展，使其始终难以摆脱理解上的困惑和解释上的争议。尽管量子力学诠释往往违背常识常理，但主流物理学界并没有因此而反思其理论错误，反而认为量子力学因不同于

经典物理学而难以理解恰恰是量子力学的主要特征。N. 玻尔曾说：“如果谁不为量子论而感到困惑，那他就是根本不懂量子力学”。然而，我们的研究清楚地表明，这些困惑与争议的根源就在于错误地将**明暗相间的条纹**视为波的衍射与干涉图样。显然，如果认识到**明暗相间的条纹是粒子流的类衍射和类干涉图样而非波的衍射与干涉图样**，即便有了所谓的电子衍射与干涉实验结果，德布罗意的物质波理论也不能被认为得到了实验证实，量子力学也就丧失了理论基础。

**费曼说电子干涉现象是量子力学的核心，它包含了量子力学的唯一奥秘。**费曼提出了著名的电子双缝干涉的思想实验，试图用量子力学理论来解释假想的实验结果，并以此来说明量子力学理论的正确性（Feynman, R. P 等人 2011）。然而，我们通过分析这个思想实验，也可以揭示量子力学的错误所在。在这个思想实验中，费曼主要虚构了两个实验结果：（1）当电子只穿过一个小孔时，在后障上的移动检测器探测到的粒子分布概率是一个**连续分布曲线**，代表不是干涉图样；当电子穿过两个小孔时，检测器探测到的粒子分布概率是一个**波浪形分布曲线，表示是干涉图样**；（2）在双缝实验中，只要对电子进行观测，干涉条纹就会消失；而不观测时，干涉条纹又会出现。然后，他采用量子力学理论对其进行解释：电子分别以波函数为 $\phi_1$ 和 $\phi_2$ 单独穿过小孔 $S_1$ 或 $S_2$ 时，到达接收屏的量子概率分布 $|\phi_1|^2$ 或 $|\phi_2|^2$ 等于经典概率分布 $P_1$ 或 $P_2$ ，不会发生干涉。而电子以波函数的叠加态（ $\phi=\phi_1+\phi_2$ ）同时穿过两个小孔 $S_1$ 和 $S_2$ 时，到达接收屏的量子概率分布为 $P_{12}=|\phi_1+\phi_2|^2$ ，就形成了干涉条纹。当对电子通过哪个小孔进行追踪观测时，波函数 $\phi$ 就会发生坍缩，到达接收屏的概率分布就变为经典概率分布 $P_{12}'=P_1+P_2$ ，干涉条纹就消失了。

实际上，费曼所说的干涉条纹就是明暗相间的条纹。他错误地认为只有电子同时穿过两个小孔时才会形成干涉条纹，而完全忽略了电子通过单个小孔同样可以形成明暗相间的条纹这一实验事实。显然，根据戴维森-革末和汤姆逊的电子衍射实验结果，无论是经典概率分布 $P_1$ 还是 $P_2$ ，它们都表示不连续的空间分布（相当于明暗相间的条纹），而非费曼虚构的连续分布曲线。因此，经典概率 $P_1+P_2$ 也必然表示明暗相间的条纹。即便如费曼所言，对电子进行观测会导致波函数坍缩，电子的概率分布从量子概率 $|\phi_1+\phi_2|^2$ 变为经典概率 $P_1+P_2$ ，干涉条纹（明暗相间的条纹）也不会消失。实际上，Bach（2013）等人用摄像机记录了电

子逐个落在接收屏上形成明暗相间的条纹的过程，说明对电子进行观测并不会让所谓的“干涉条纹”消失。可见，费曼关于电子双缝干涉的思想实验完全是他凭空捏造的实验结果，并据此给出了错误的解释。

此外，费曼还提出了一个自相矛盾的观点：他认为**电子始终以粒子的形式运动，但同时又否认电子以粒子的形式穿过小孔**。和许多量子物理学家一样，他们似乎明白电子的波动性仅仅指的是这些粒子到达接收屏上的概率分布类似于波的强度分布，但是当他们详细解释电子如何穿过小孔时，却惊人地**转变了观点**。他们不再强调粒子的概念，而是认为电子以波函数或波函数叠加态的形式穿过小孔。显然，他们受到了德布罗意物质波理论的影响，无法摆脱**波粒二象性概念**带来的困扰，分不清电子的波函数（叠加态）究竟是真实的物理状态还是虚构的数学模型。费曼之所以要虚构实验结果，就是为了使实验结果看起来符合物质波理论，从而使得量子力学概率诠释理论看起来更加科学可信。然而，正是这些凭空捏造的、与事实不符的实验结果，使得量子力学诠释常常与常识常理相悖，并令人难以理解并困惑不已。

实际上，电子通过缝隙后在接收屏上的概率分布，完全可以通过粒子流的类衍射和类干涉机制来解释，根本无需用量子力学的几率波理论来阐述。一般来说，某个特定事件发生的**概率**是由物质或系统的结构所决定的。一旦物质或系统的结构被确定，与之相关的特定事件发生的概率也就随之确定。各种不可控的条件或状态为事件的发生提供了**随机性**。由于这些随机性条件或状态的存在，我们无法主观上判断某个特定事件是否会发生，因此认为某个事件的发生具有**不确定性**。在粒子流的类衍射和类干涉实验中，只要确定了粒子流发射装置、缝隙和接收屏等实验装置，确定了粒子流和缝隙的物理参数，粒子流的**散射自由度**  $N_s$  就确定了，粒子流的类衍射或类干涉图样就确定了。由于我们无法精确控制发射粒子时的速度、角度和位置，这就让每次发射粒子成为一次**随机事件**。虽然我们无法准确预测每次发射的粒子落在接收屏上的精确位置，但通过发射大量粒子，统计其落在接收屏上某个位置的次数（ $n$ ）与发射粒子总数（ $N$ ）的比值（ $n/N$ ），或者观察在接收屏形成的明暗相间图样，便可计算出粒子通过缝隙后落在接收屏上某个位置的**概率**。实验已经证明，接收屏上明暗相间的条纹就是粒子逐个打在接收屏上累积而成的，亮条纹就是粒子到达的位置，暗条纹就是粒子不到达的位置。

因此，在粒子发生完全均匀散射的情况下，当粒子流通过一条缝隙发生类衍射现象时，粒子到达接收屏亮条纹出的概率为  $1/N_s$ ，到达暗条纹出的概率是 0。当粒子流通过双缝发生类干涉现象时，粒子到达接收屏中央**类干涉点**条纹出的概率为  $1/N_s$ ，而到达两边的**非类干涉点**亮条纹处的概率为  $1/2N_s$ ，到达暗条纹出的概率为 0。显然，**电子双缝干涉中电子到达接收屏上的概率分布**完全符合经典概率演算，完全无需引入量子概率，也就不存在量子概率不等于经典概率的问题。实际上，所谓的量子概率存在严重的问题，比如人们经常将叠加态当做真实的物理状态，而又把物理状态与物理结构相混淆。比如，他们认为微观粒子处于各种可能物理状态的叠加态，甚至是相互矛盾的状态的叠加态。骰子是均匀的六面体结构，它可以集六个不同的可能性于一身，这是物体的结构决定的。然而，物体只有一个确定的物理状态，它不可能集不同的物理状态于一身，更不能集相互矛盾的状态于一身。这些混淆导致了量子力学对微观粒子随机性、不确定性和概率的认识出现许多偏差和误解，进而影响了传统哲学思想与观念。

此外，我们对粒子流的类衍射和类干涉机制的深入研究显示，一旦粒子的物理属性、形状和大小，发射粒子的速度与频率，缝隙材质、宽度、厚度与形状，双缝距离以及检测屏与双缝距离等因素确定下来，粒子的类干涉条纹就会呈现为确定的状态。因此，我们也可以从粒子的类衍射或类干涉图样反向推导出粒子与缝隙的物理属性、发射粒子的速度与频率特性等信息。这些具体信息对于设计相应的仪器设备以实现对粒子或狭缝的检测和分析具有重要的指导意义。因此，我们的研究在未来也具有广泛的应用价值。

## 9 结论

本文证明了杨氏双缝实验中的明暗相间条纹不是光波的干涉条纹，进一步的研究发现，明暗相间的条纹是粒子流经过狭缝所产生的类衍射和类干涉图样。因此，所有基于观察到明暗相间条纹而宣称证实粒子具有波动性的实验结论都是错误的。这意味着实物粒子具有波粒二象性的物质波理论不成立，量子力学的物理基础被彻底动摇。此外，本文的研究还为粒子或缝隙的检测和分析提供重要的理论依据和实验方法，对于未来的科学研究和技术开发具有重要意义。

## 参考文献:

- Arndt, M., Nairz, O., Vos-Andreae, J., *et al.* (1999). Wave-particle duality of C<sub>60</sub> molecules. *Nature*, 401(6754):680-2. <http://dx.doi.org/10.1038/44348>.
- Bach, R., Pope, D., Liou, S.H., *et al.* (2012). Controlled double-slit electron diffraction. *New Journal of Physics*, 15(3):33018-33024(7). <http://dx.doi.org/10.1088/1367-2630/15/3/033018>
- Born, M. (1926). Quantum Mechanics of Scattering. *Proceedings of the Cambridge Philosophical Society*, 23: 56-65
- Coles, D., Flatten, L. C., Sydney, T., *et al.*(2017). A Nanophotonic Structure Containing Living Photosynthetic Bacteria. *Small*, 13(38). <http://dx.doi.org/10.1002/smll.201701777>.
- Davisson, C., Germer, L. H. Diffraction of Electrons by A Crystal of Nickel. *Physical Review*. 1927, 6(30): 705-40. <http://dx.doi.org/10.1002/j.1538-7305.1928.tb00342.x>
- de Broglie, L. V. (1923). Ondes rayonnantes et quantiques. *Comptes rendus*, 177: 507-510
- Eibenberger, S., Gerlich, S., Arndt, M., *et al.* (2013). Matter-wave interference of particles selected from a molecular library with masses exceeding 10,000 amu. *Phys Chem Chem Phys.*, 15(35):14696-700. <http://dx.doi.org/10.1039/c3cp51500a>.
- Einstein, A. Einstein's Essays (Volume II). (2017). Compiled by Fan DN, Zhao ZL, and Xu LY. (Commercial Press, Beijing)
- Feynman, R. P., Leighton, R.B., Sands, M. (2011). The Feynman Lectures on Physics. vol. III: Quantum Mechanics. New Millennium Edition. (Basic Books, New York).
- Frabboni, S., Gabrielli, A., Gazzadi, G. C., *et al.* (2012). The Young-Feynman two-slits experiment with single electrons: build-up of the interference pattern and arrival-time distribution using a fast-readout pixel detector. *Ultramicroscopy*, 116:73–6. <http://dx.doi.org/10.1016/j.ultramic.2012.03.017>
- Halban, H. v. Jr & Preiswerk, P. (1936). Preuve expérimentale de la diffraction des neutrons. *C.R. Acad. Sci.*, 203, 73–75 .
- Jönsson, C. (1961). Elektroneninterferenzen an mehreren künstlich hergestellten feinspalten. *Zeitschrift Für Physik*, 161(4), 454-474. <http://dx.doi.org/10.1007/BF01342460>
- Lemmel, H., Geerits, N., Danner, A., *et al.* (2022). Quantifying the presence of a neutron in the paths of an interferometer. *Phys. Rev. Research* , 4: 23-75
- Murray, A. (2020). Double slits with single atoms. *Physics World*, 2: 31

- Nejad, A.R., Nejad, P. R. (2020). Are there any photons in the dark fringes of double slit experiment? *Proc. SPIE 11481, Light in Nature VIII*, 114810A (21 August 2020).  
<http://dx.doi.org/10.1117/12.2565899>
- Schrodinger, E. (1926). Quantization as an eigenvalue problem. *Ann Der Physik*, 79 (4):489-527.  
<http://dx.doi.org/10.1177/1469787413481132>
- Shayeghi, A., Rieser, P., Richter, G., *et al.*(2020). Matter-wave interference of a native polypeptide. *Nat Commun.*, 11(1):1447. <http://dx.doi.org/10.1038/s41467-020-15280-2>.
- Taylor, G. I. (1909). Interference fringes with feeble light. *Proc. Camb. Phil. Soc.*, 15, 114-115
- Thomson, G. P. (1927). Diffraction of cathode rays by a thin film. *Nature*, 119(3007):890
- Tonomura, A. , Endo, J. , Matsuda, T., *et al.* (1998). Demonstration of single-electron buildup of an interference pattern. *American Journal of Physics*, 57(2):117-120.  
<http://dx.doi.org/10.1119/1.16104>
- Zeng, J. & Zeng, T. (2023). The motion of massless "object" and the physical essence and motion law of light. *Physics Essays*, 36(2): 216-222. <http://dx.doi.org/10.4006/0836-1398-36.2.216>
- Zeng, J.(2021). Classical physical mechanism of quantum production and its explanation for hydrogen atom structure and photoelectric effect. *Physics Essays*, 34(4):529-537.  
<http://dx.doi.org/10.4006/0836-1398-34.4.529>
- Zeng, J. (2022). Classical physics derivation of quantization of electron elliptical orbit in hydrogenlike atom. *Physics Essays*,35: 147-151. <http://dx.doi.org/10.4006/0836-1398-35.2.147>