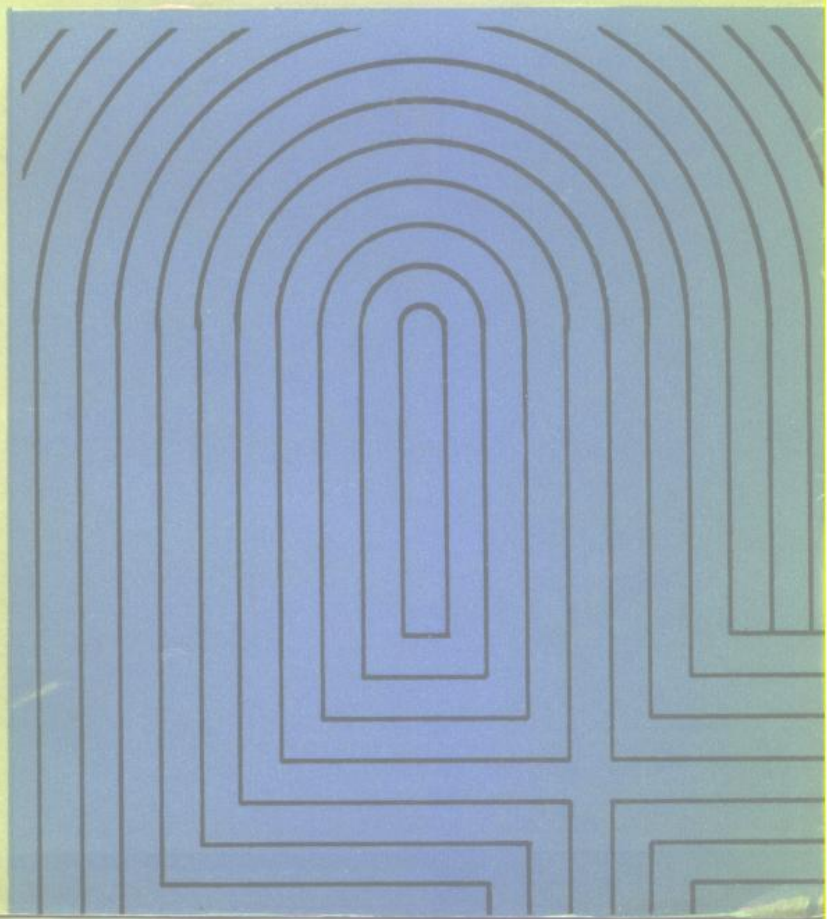


高等物理精编

量子力学
核物理
粒子物理

朱栋培
张永德
徐克尊 编著
范扬眉
许咨宗

中国科学技术大学出版社



04

817547

Z86

《高等物理精编》卷四

量子力学 核物理 粒子物理

朱栋培 张永德 徐克尊 编著
范扬眉 许咨宗



中国科学技术大学出版社

1990·合肥

内 容 简 介

DWS6/20

《高等物理精编》丛书共分五卷，内容涉及大学物理基础教学的各个方面。本丛书是在中国科学技术大学物理辅导班讲义的基础上进一步加工选编而成的，是教师们综合国内外先进教学经验并结合自己的教学、科研成果而撰写的。它力图从更高、更新、更综合的角度来阐述基础物理内容，并强调实际动手能力。多年的实践检验表明它是一套行之有效的教材。

本卷内容包括量子力学纲要，量子力学若干专题，原子核物理精要，粒子物理导论。



责任编辑 王安民、封面设计 王瑞荣

中国科学技术大学出版社出版

(安徽省合肥市立寨路9号)

中国科学院开封印刷厂印刷

安徽省新华书店发行

开本: 850×1168/32 印张: 11.5 字数: 299千

1990年9月第1版 1990年6月第1次印刷

印数: 1—5000册

ISBN7-312-00150-5/O·67 定价: 4.40元

前 言

从1979年到1988年,由诺贝尔奖金获得者、著名物理学家李政道教授倡导,国家教委举办了中国-美国联合招考物理研究生项目(China-United States Physics Examination and Application Program),简称CUSPEA。这是一个在全国范围内挑选赴美攻读物理博士学位研究生的竞赛活动,它也是我们的高等教育从某一个侧面显示力量走向世界的机会,国内各主要高等院校均曾积极投入。10年来,通过这种选拔,我国共派出赴美留学生915人。这些学生在美国几十所著名的大学里,在与美国的以及来自世界各地的大学学生的角逐中,勤奋好学,谦恭聪慧,成绩突出,表现非凡,引起了美国教授们和各界人士的惊讶和赞叹。

和国内其他兄弟院校一样,中国科技大学也把CUSPEA看作是立足国内、走向世界的渠道之一,是总结自己经验、吸取外国长处,提高物理教学水平,培养有国际竞争能力的高水平大学生的一個契机。几年来,结合我校教育改革,我们搜集了大量美国及其他西方国家教育方面的资料,研究了他们的教学计划、教学方法、课程设置、教材教学法、试题安排等。在此基础上,我们一方面重点地剖解了美国主要院校的研究生入学试题,其结果便是我校出版的7卷《美国物理试题与解答》;另一方面,我们集中钻研了美国及其他西方国家的流行教材,参考了近代的有关文献和试题,结合自己的实际经验和我校学生的特点,编写了一套讲义,在校的物理辅导班上付诸实践。10年来,中国科技大学共考取CUSPEA留学生219名,占全国总录取人数的23.9%;学校的物理教学水平普遍大为提高,其他学科也相应取得效益。

中国科技大学物理辅导班是教育改革的试验,它的目的是使有了一定大学物理基础的同学,经过强化培训,物理水平得到大范

图、大幅度的提高。因此这套讲义不同于一般的教材，它是在稍高层次上的一个精深循环。我们力求使它能新一些，融合进世界科技的最新发展，把物理前沿的课题或发现经适当加工或简化后作为基础物理的例题；宽一些，尽量打破物理各学科之间的界限而着重交叉衔接，综合地采用物理中的内容和手段；高一些，从更高的观点来统一地分析以前学过的种种物理规律和问题；实一些，强调灵活应用物理基本原理去分析解决具体的问题，注重实际动手能力。总之，这套讲义力图使我们的物理教学更物理化，更近代化，因而也就更国际化了。

这套丛书《高等物理精编》就是从我校物理辅导班的讲义中选出来的一部分。它对一般理科大学的学生特别是打算深化自己物理知识的同学们是很好的参考资料，对志愿报考研究生或准备出国留学的同学是一本难得的复习精要，对物理教师和其他领域的物理工作者也会起到有益的借鉴作用。

本丛书是我国“改革、开放”政策的产物，是我国高等教育面向世界、面向未来、面向现代化的大潮中的一朵浪花。抛砖引玉，我们希望它能在促进我国物理教学的改革，提高物理教学水平，推动物理教材的更新和建设作出一定的贡献。当然，囿于水平和时间，错误或不当之处在所难免，我们随时准备听取读者诸君的宝贵意见。

本丛书共分5卷。各卷内容和作者分别为：第一卷，经典力学、电磁学、电动力学（程稼夫、胡友秋、尤峻汉）；第二卷，相对论物理、热力学、统计物理（张家铝、曹烈兆、陈兆甲）；第三卷，光学，原子物理（郭光灿、金怀诚、谢建平）；第四卷，量子力学、核物理、粒子物理（朱栋培、张永德、徐克尊、范扬眉、许咨宗）；第五卷，天体物理、电路分析、脉冲分析（周又元、仝茂达、马善贤）。

《高等物理精编》丛书编委会

1989年6月

目 录

前言	(i)
----------	-------

第一篇 量子力学纲要

1 量子力学基本假定	(3)
2 波函数——几率波振幅	(4)
2.1 黑体辐射	(5)
2.2 物质波的相干	(6)
2.3 波函数	(12)
3 Schrödinger 方程	(16)
算子和测量	(26)
4.1 为什么要用算子	(26)
4.2 测量	(27)
4.3 平均值 (期望值)	(27)
4.4 两个力学量总可以同时测量的条件	(28)
4.5 测不准关系	(41)
4.6 平均值的改变	(43)
4.7 算子方法	(45)
5 微扰论	(53)
5.1 定态微扰论	(53)
5.2 含时微扰论	(60)
6 散射	(76)
6.1 截面	(76)
6.2 如何算截面	(78)
6.3 一维散射 (势垒贯穿等)	(79)
6.4 分波法	(87)
6.5 玻恩近似	(88)
6.6 考虑自旋的玻恩近似	(91)

第二篇 量子力学若干专题

1	极化矢量和旋量干涉	(104)
1.1	极化矢量 P 和自旋态投影算子 σ	(104)
1.2	中子极化矢量在磁场中的进动	(107)
1.3	电子的旋量干涉——考虑自旋的电子Young双缝实验	(108)
1.4	中子的旋量干涉 ^(3,4)	(110)
2	量子力学中的引力效应	(119)
2.1	经典力学和量子力学中的等效原理	(119)
2.2	量子力学中的势微扰	(124)
2.3	量子引力干涉实验	(126)
3	关于 Aharonov-Bohm 效应	(129)
3.1	Aharonov-Bohm 效应	(129)
3.2	几点讨论	(132)
3.3	超导 Josephson junction 的 AB 效应	(137)
4	从 $\frac{e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}}}{r}$ 不表示自由粒子状态 谈起 ^[1]	(142)
4.1	$\frac{e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}}}{r}$ 不表示自由粒子球面波	(142)
4.2	Schrödinger 方程在 $r \rightarrow 0$ 处的自然边条件的由来和形式	(143)
4.3	量子力学中球面波形式的自由态	(144)
4.4	前述错误的根源	(146)
5	粒子间相互转化的振荡问题	(150)
5.1	$n-\bar{n}$ 振荡	(150)
5.2	$\nu_e-\bar{\nu}_e$ 振荡	(153)
5.3	$\nu_\mu-\bar{\nu}_\mu$ 振荡	(157)
5.4	$K^0-\bar{K}^0$ 振荡	(160)
6	Young 双缝实验的量子理论	(163)
6.1	引言	(163)
6.2	Born 近似	(164)
6.3	柱面散射波的散射截面	(167)

6.4	和简单的干涉衍射理论比较	(168)
7	Mössbauer 效应的量子理论	(170)
7.1	有反冲时的 γ 射线共振吸收	(170)
7.2	Mössbauer 效应的量子理论	(171)

第三篇 核物理精要

1	射线与物质的相互作用	(177)
1.1	带电粒子的电离损失	(177)
1.2	γ 射线的三种效应	(179)
1.3	吸收和射程	(182)
1.4	高能簇射	(185)
2	量子测量中统计分布和统计误差	(187)
3	探测器	(192)
3.1	气体探测器和半导体探测器	(192)
3.2	闪烁计数器	(194)
3.3	切伦柯夫探测器	(196)
4	原子核的一般性质	(198)
4.1	原子核的大小和密度	(198)
4.2	原子核的自旋、磁矩和电四极矩	(199)
4.3	原子核的宇称和统计性	(203)
4.4	核素图和 β 稳定线	(206)
4.5	原子核的质量和结合能	(208)
4.6	液滴模型和半经验公式	(211)
5	放射性衰变	(215)
5.1	基本衰变规律	(215)
5.2	α 衰变	(223)
5.3	β 衰变	(227)
5.4	γ 跃迁	(230)
6	核力与核结构	(236)
6.1	核力性质	(236)
6.2	壳层模型	(241)
6.3	集体模型	(244)

7	原子核反应	(248)
7.1	反应能和阈能	(249)
7.2	反应截面	(255)
7.3	加速器	(257)

第四篇 粒子物理导论

1	引言	(265)
1.1	历史回顾	(265)
1.2	粒子的分类	(269)
1.3	基本组成单元	(272)
1.4	基本相互作用	(276)
1.5	几个问题的讨论	(284)
2	守恒定律及其应用	(289)
2.1	能量守恒和动量守恒	(289)
2.2	角动量守恒	(291)
2.3	n - p 对称性和同位旋守恒	(296)
2.4	相加性量子数	(300)
2.5	相乘性量子数	(305)
2.6	K^0 介子衰变和 CP 对称性的破坏	(313)
3	高速粒子运动学	(324)
3.1	洛仑兹 (Lorentz) 变换	(324)
3.2	相对论粒子碰撞运动学	(331)
3.3	典型过程的运动学	(342)

第 一 篇

量 子 力 学 纲 要

朱 栋 培 编 著



1 量子力学基本假定

量子力学是自洽地把物质的波动性与粒子性统一起来的一个动力学理论。我们在用量子力学理论解决问题、理解条件、寻求意义的过程中都要记住它的这一基本特征。

量子力学的理论体系可用下面三条假定概括出来：

一、微观量子体系的运动状态用波函数 $(\Psi(x, t))$ 完全描写，归一化的波函数是几率波振幅。

二、波函数 Ψ 满足 Schrödinger 方程

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \Psi(x, t) = \hat{H} \Psi(x, t),$$

其中 \hat{H} 是体系的哈密顿算符。

三、力学量(或可观察量)用线性厄米算符代表。基本对应关系是

$$x \longrightarrow \hat{x} = x, \quad p \longrightarrow \hat{p} = \frac{\hbar}{i} \nabla,$$

完全确定一个系统的状态需要一组完全的力学量集合，代表它们的算符两两可以对易。把归一化了的波函数按代表某力学量的算符 \hat{A} 的本征态展开：

$$\Psi = \sum_n a_n \phi_n, \quad \hat{A} \phi_n = \lambda_n \phi_n, \quad (\phi_n, \phi_m) = \delta_{nm}$$

则对状态 Ψ ，测量力学量 A ，得值 λ_n 的几率为展开系数的模方：

$$p(\lambda_n) = |a_n|^2 = |(\phi_n, \Psi)|^2.$$

系统在测得 λ_n 值后就进入由 ϕ_n 描写的状态。

2 波函数——几率波振幅

量子力学第一条假定讲的是量子力学对物理系统的描述方式。和经典力学不同，量子力学用一个分布来描写系统的行为。这样，量子力学的根本目的是求出波函数。有了波函数，粒子在空间出现的分布(几率密度)即为

$$\rho = |\Psi|^2.$$

波函数一般是复函数，它总可以写为

$$\Psi = \sqrt{\rho} e^{i\phi}$$

其中 ϕ 是实的相位角。位相是波动过程所特有的量。正是利用了位相，我们才能统一地描写物质的粒子性与波动性。

量子力学之所以用几率波振幅描写状态，是由于实验提出的要求，也是二十多年旧量子论发展而导致的最后选择。

为寻找黑体辐射规律，促使普朗克提出能量子的概念：

$$E_0 = h\nu = \hbar\omega,$$

$$\hbar = 1.054 \times 10^{-34} \text{J} \cdot \text{s} = 6.58 \times 10^{-22} \text{MeV} \cdot \text{s}.$$

这一创举打开了量子力学的先河。接着爱因斯坦发展了普朗克的思想，提出了光子的概念，光子是实实在在的物理能量子。爱因斯坦关系

$$E_\gamma = \hbar\omega, \quad p = \hbar k / \lambda = \hbar k, \quad k = 2\pi / \lambda$$

在光的波粒二象性之间建立起联系，从而轻而易举地解释了光电效应中的疑难。

德布罗意的物质波思想是一个大突破，他把爱因斯坦关于光的波粒二象性的观念推广到一切物质。物质波由德布罗意关系描写：

$$\omega = E / \hbar, \quad \lambda = 2\pi \hbar / p.$$

在非相对论性量子力学里， E 为动能。

在旧量子论的全部公式中，重点当是黑体辐射公式以及物质波的干涉、衍射等现象。

2.1 黑体辐射

黑体辐射能量密度的频率分布的普朗克公式为

$$\epsilon_\nu d\nu = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1} d\nu,$$

光子态密度的频率分布为

$$n_\nu d\nu = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1} d\nu,$$

光子态密度为

$$n = \int_0^\infty n_\nu d\nu = \frac{1}{\pi^2} \left(\frac{kT}{hc} \right)^3 \int_0^\infty \frac{x^2 dx}{e^x - 1} \approx 20T^3 (\text{K}^{-3} \cdot \text{cm}^{-3}),$$

辐射能量密度为

$$\begin{aligned} \epsilon &= \int_0^\infty \epsilon_\nu d\nu = \frac{1}{\pi^2} \left(\frac{kT}{hc} \right)^3 kT \int_0^\infty \frac{x^3 dx}{e^x - 1} \\ &= 7.57 \times 10^{-15} T^4 (\text{erg} \cdot \text{cm}^{-3} \cdot \text{K}^{-4}). \end{aligned}$$

在实际使用它们时要会用近似方法估计其中出现的一些积分。在有的问题中给出的是黑体的亮度 B_ν ，它与这里的能量密度的关系是

$$B_\nu = \frac{c}{4\pi} \epsilon_\nu.$$

如果把普朗克公式用波长表示出来，

$$\epsilon_\lambda d\lambda = \frac{8\pi hc}{\lambda^5} \frac{1}{e^{hc/\lambda kT} - 1} d\lambda,$$

就可以求出最大亮度波长

$$\lambda_{\max} = \frac{1}{5} \frac{hc}{kT} = 0.29/T (\text{cm}).$$

(如果求出最大亮度的频率 ν_{\max} ，再转换为相应的波长，则会有

$\lambda_{\max} = 0.51/T$ (cm). 请读者想想为什么.)

光子的平均能量为

$$\bar{\epsilon} = \epsilon/n = 2.7kT.$$

实验告诉我们, 宇宙背景辐射的能量密度为 $E_B = 4.8 \times 10^{-13}$ erg·cm⁻³, 由此算出背景辐射的温度为 $T_B = 2.8$ K, 光子态密度为 $n_B = 450/\text{cm}^3$, 平均光子能量 $\bar{\epsilon}_B = 6.5 \times 10^{-4}$ eV, 最大亮度的波长 $\lambda_{B,\max} = 0.1$ cm.

2.2 物质波的相干

这是粒子波动性的最明显体现.

单缝衍射

$$d \sin \theta = n\lambda, \quad n = 0, 1, 2, \dots$$

θ 为极大处对应的角度, d 为缝宽.

双缝干涉

$$d \sin \theta = n\lambda, \quad n = 0, 1, 2, \dots$$

这里 d 为两缝间隔.

晶体衍射

斜入射 $2d \sin \theta = n\lambda, \quad n = 0, 1, 2, \dots$

d 为晶格常数.

垂直入射 $d \sin \theta = n\lambda, \quad n = 0, 1, 2, \dots$

这些公式建立了 d, θ, λ 之间的关系, 而波长 λ 通过德布罗意关系又与粒子的动量挂上了钩.

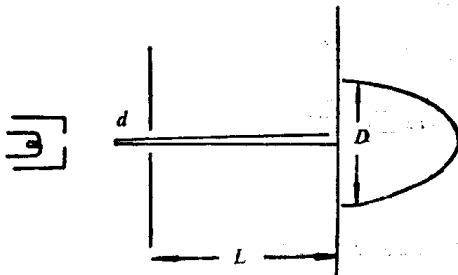


图 2.1 中心亮斑

1) 中心亮斑直径

衍射中心亮斑的大小依赖于缝宽 d 和粒子能量 E . 当能量固定后, 这宽度有一个最小值. 如果以第一道暗线为界

限, 则有

$$d \sin \theta = \frac{1}{2} \lambda$$

于是

$$D = 2L \tan \theta = L\lambda/d \sqrt{1 - (\lambda/2d)^2},$$

$$D_{\min} = d = L\lambda/d \sqrt{1 - (\lambda/2d)^2}.$$

由此解出 d 来

$$d = \sqrt{L\lambda} \quad (L \gg \lambda \text{ 时}),$$

代回去得

$$D_{\min} \approx \sqrt{L\lambda} = \sqrt{Lh/\sqrt{2mE}}.$$

其中能量 E 可以来自电压加速、热运动 $\left(\frac{3}{2} kT\right)$ 或其它方式。这

样, 能量和亮斑极小值之间就可以互相换算。

2) Bohm-Ahara-

nov 效应

在双缝干涉仪中放一磁化的金属细丝, 则原来的干涉条纹会移动。当磁场存在时, 电子分布的中心极大移到何处呢?

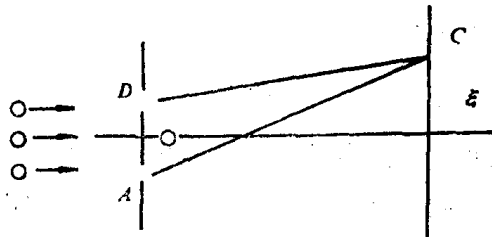


图 2.2 AB 效应

可以先用简单的办法计算。当磁场不存在时, 由 A 缝跑到 C 处的波经历的相移为

$$\phi_{A0} = \frac{\overline{AC}}{\lambda} = \frac{p}{\hbar} \overline{AC} = \int_{A0} \frac{p}{\hbar} dl = \frac{1}{\hbar} \int_{A0} p \cdot dl.$$

同样, 由 D 到 C 的相位变化为

$$\phi_{D0} = \frac{1}{\hbar} \int_{D0} p \cdot dl.$$

当磁场存在时(当然局限在细丝内部),虽然粒子的能量没有改变,但量子化的动量是正则动量,机械动量变为 $\mathbf{p} + \frac{e}{c} \mathbf{A}$ (\mathbf{A} 为磁矢

势),于是相应的两种相移变成

$$\phi'_{AC} = \frac{1}{\hbar} \int_{AC} \left(\mathbf{p} + \frac{e}{c} \mathbf{A} \right) \cdot d\mathbf{l},$$

$$\phi'_{BC} = \frac{1}{\hbar} \int_{BC} \left(\mathbf{p} + \frac{e}{c} \mathbf{A} \right) \cdot d\mathbf{l}.$$

于是在C处的位相差为

$$\begin{aligned} \Delta\phi' &= \phi'_{AC} - \phi'_{BC} = \frac{1}{\hbar} \left(\int_{AC} - \int_{BC} \right) \mathbf{p} \cdot d\mathbf{l} \\ &\quad + \frac{e}{\hbar c} \left(\int_{AC} - \int_{BC} \right) \mathbf{A} \cdot d\mathbf{l} \\ &= \Delta\phi + \frac{e}{\hbar c} \Phi. \end{aligned}$$

其中 $\Delta\phi$ 为没有磁场时的相位差,而 Φ 为细丝中的磁通量

$$\Phi = \oint \mathbf{A} \cdot d\mathbf{l} = \int \mathbf{B} \cdot d\boldsymbol{\sigma}.$$

这里已经以右手螺旋方向为围道的正方向。

我们看到,磁场的出现使相位差起了变化,于是干涉条纹移动。当磁场不存在时,中间极大出现在 $\Delta\phi = 0$ 处,亦即在中心

($\xi = 0$); 当 $B \neq 0$ 时,这一极大将移至 $\Delta\phi' = \Delta\phi + \frac{e}{\hbar c} \Phi = 0$ 处,

$$\Delta\phi = \frac{d}{L} \frac{\xi}{\lambda} = -\frac{e}{\hbar c} \Phi,$$

$$\xi = -\frac{e\Phi}{\hbar c} \frac{L}{d} \lambda.$$

对电子而言, $e < 0$, 当磁场是向外的时候, ξ 是正的,即该极大向上移动。

严格处理这一问题,需要解 Schrödinger 方程。