

科恩
|
塔诺季

1997年诺贝尔物理学奖获得者

C. COHEN-TANNOUDJI 著作选译 第二辑

MÉCANIQUE QUANTIQUE

TOME II

量子力学 (第二卷)

C. Cohen-Tannoudji B. Diu F. Laloë 著 陈星奎 刘家谟 译

高等教育出版社





1997年诺贝尔物理学奖获得者
C.COHEN-TANNOUDJI 著作选译 第二辑

MÉCANIQUE QUANTIQUE TOME II

LIANGZI LIXUE (DI ER JUAN)

量子力学 (第二卷)

C. Cohen-Tannoudji B. Diu F. Laloe 著 陈圣棠 刘家谟 译

高等教育出版社·北京

图字: 01-2013-6057 号

Mécanique Quantique II

by Claude Cohen-Tannoudji, Bernard Diu and Franck Lalœ

© 1973, Hermann, éditeurs des sciences et des arts, 293 rue Lecourbe, 75015 Paris

图书在版编目(CIP)数据

量子力学. 第2卷 / (法)塔诺季, (法)迪于, (法)拉洛埃著; 陈星奎, 刘家谟译. — 北京: 高等教育出版社, 2016.1

ISBN 978-7-04-043991-5

I. ①量… II. ①塔… ②迪… ③拉… ④陈… ⑤刘… III. ①量子力学—高等学校—教材 IV. ①O413.1

中国版本图书馆CIP数据核字(2015)第247107号

策划编辑 王超
插图绘制 杜晓丹

责任编辑 王超
责任校对 刘莉

封面设计 王洋
责任印制 韩刚

版式设计 杜微言

出版发行 高等教育出版社
社址 北京市西城区德外大街4号
邮政编码 100120
印刷 涿州市星河印刷有限公司
开本 787mm×1092mm 1/16
印张 39.75
字数 750千字
购书热线 010-58581118

咨询电话 400-810-0598
网址 <http://www.hep.edu.cn>
<http://www.hep.com.cn>
网上订购 <http://www.landraco.com>
<http://www.landraco.com.cn>
版次 2016年1月第1版
印次 2016年1月第1次印刷
定价 119.00元

本书如有缺页、倒页、脱页等质量问题, 请到所购图书销售部门联系调换

版权所有 侵权必究

物料号 43991-00

使用说明

本书由紧密相关而又截然分开的两部分 (即正文与补充材料) 组成.

——正文讲述基本概念. 这一部分相当于攻读物理学硕士的学生的教材, 只是内容有所增补和调整.

正文共十四章,自成体系,可以脱离补充材料单独使用.

——补充材料编排在每章之后, 它们的顺序用字母的顺序来表示, 字母的下标是该章的编号 (例如, 第 V 章后面的补充材料顺序记作: A_V, B_V, C_V 等等), 而且在每页的上角印有记号 , 因此很容易识别. 在每章的正文之后印有补充材料的目录, 材料的数量从两篇到十四篇不等. 目录附有一些评述, 因此, 也可作为阅读指南.

补充材料有各种类型: 有些材料是为了帮助读者理解正文, 或是为了更细致地讨论某些问题; 还有些材料则是简述具体的物理应用, 或是指出通向物理学某些领域的关联之处. 补充材料之一 (通常是最后一篇) 汇集了一些练习.

补充材料的深浅不一; 但学过了正文之后, 每篇材料都是可以为读者所理解的. 有一些材料不过是简单的应用或推广; 也有一些材料是比较困难的 (其中甚至有属于研究生水平的).

我们绝不主张读者将每一章的补充材料按顺序念完. 读者应根据自己的特殊需要和兴趣, 少量选读 (譬如两三篇), 再选作几个练习; 其余的补充材料可以留待以后再看.

最后, 不论在正文中或补充材料中, 凡是初学时可以不看的段落均用小字排印.

作者简介

Claude Cohen-Tannoudji, 法兰西学院教授, 生于 1933 年. 他的科学研究工作开始于 1960 年在巴黎高等师范学院物理研究所由卡斯特勒 (Kastler) 和布罗塞尔 (Brossel) 所领导的研究组, 其主要方向是研究光抽运和物质与辐射的相互作用.^①

巴黎高等师范学院, 物理研究所, 75005, 巴黎

Bernard Diu, 巴黎第七大学教授, 生于 1935 年. 他的科学研究工作基本上是在理论和高能物理研究所做的, 主要从事粒子间强相互作用的理论研究.

巴黎第七大学, 理论和高能物理研究所, 75005, 巴黎

Franck Laloë, 1940 年生, 相继为巴黎第六大学讲师和国家科学研究中心研究员. 从 1964 年起他在巴黎高等师范学院的卡斯特勒和布罗塞尔研究组工作, 研究贡献主要是稀有气体原子和离子的光抽运.

巴黎高等师范学院, 物理研究所, 75005, 巴黎

^① Kastler 于 1966 年因发明和发展研究原子射频谱的光抽运方法而获得诺贝尔物理学奖; Cohen-Tannoudji 因发展激光冷却与陷阱原子的方法与朱棣文和 W. D. Phillips 共享 1997 年诺贝尔物理学奖. ——编者注

译者序

原著初版出于 1973 年,第二版出于 1977 年,英译本同时出版.本书的第一位作者 Claude Cohen-Tannoudji 是法兰西学院的教授,第二位作者 Bernard Diu 是巴黎第七大学教授;第三位作者 Franck Lalœ 是巴黎第六大学的讲师.他们曾多次讲授量子力学,积累了丰富的材料和教学经验,最终写成本书.

本书有三个特点.第一,它是以学生为读者对象的,因此,文字叙述比较详细,推演步骤很少省略,还对学习方法和参考书的选择提出一些具体建议.第二,它将基本内容和补充材料分开编排,这既便于初学者抓住要点,又便于适应各类读者的需要.第三,本书在引论之后就开始讲授态空间和狄拉克符号,使读者尽早掌握数学工具.

译者三年来在量子力学选修课的讲授中,从本书得益不少,希望本书的中文版将对教材改革提供一些参考.中文版是根据法文第二版译出的.译者水平有限,译文中不妥或错误之处在所难免,请读者批评指正.

陈星奎 刘家谟

于云南大学物理系

1984 年 10 月

第二版序言

在本书的第二版中,我们已对原文进行了一些修改;这一版的英、法文本是同时出版的.除改正了一些印刷上的错误以外,有些段落已经重新写过.这一版与第一版的最大差别是在每卷之末附上了足够详尽的参考书目.在每一章和大部分补充材料之末,我们对阅读参考书提出了一些建议,目的是想更具体地引导那些好学的读者去查阅有关的著作.

对于提出各种评论使我们从中受到教益的那些读者以及指出第一版中的错误的那些读者,我们表示感谢.我们要特别提到尼可尔和丹·奥斯特洛夫斯基在英文版的编辑过程中提出的宝贵意见,以志铭谢.我们还要对高等师范学校物理实验室图书管理员奥都安夫人在编辑参考书目时的大力协助表示感谢.

C.Cohen-Tannoudji

B.Diu

F.Laloë

目 录

第二卷

第八章 势场中的散射的初等量子理论	1
第八章提纲	2
§A. 引言	3
§B. 散射定态; 有效截面的计算	7
§C. 中心场中的散射; 分波法	20
第八章补充材料	34
阅读指南	34
A _{VIII} : 自由粒子: 角动量完全确定的定态	35
B _{VIII} : 对伴有吸收的碰撞的唯象描述	47
C _{VIII} : 散射理论的应用简例	53
第九章 电子的自旋	61
第九章提纲	62
§A. 电子自旋的引入	64
§B. $1/2$ 角动量的特殊性质	67
§C. 对自旋 $1/2$ 的粒子的非相对论描述	69
第九章补充材料	77
阅读指南	77
A _{IX} : 自旋 $1/2$ 粒子的旋转算符	78
B _{IX} : 练习	85
第十章 角动量的耦合	93
第十章提纲	94
§A. 引言	95
§B. 两个自旋 $1/2$ 的耦合; 初等方法	99
§C. 两个任意角动量的耦合; 普遍方法	104

第十章补充材料	121
阅读指南	121
A_X : 角动量耦合的例子	123
B_X : 克莱布希-高登系数	130
C_X : 球谐函数的加法	138
D_X : 矢量算符; 维格纳-埃克特定理	143
E_X : 电多极矩	154
F_X : 由相互作用 $aJ_1 \cdot J_2$ 耦合的两个角动量 J_1 和 J_2 的演变	167
G_X : 练习	181
第十一章 定态微扰理论	189
第十一章提纲	190
§A. 方法概述	191
§B. 非简并能级的微扰	195
§C. 简并能级的微扰	200
第十一章补充材料	204
阅读指南	204
A_{XI} : 在 x 型、 x^2 型、 x^3 型微扰势场中的一维谐振子	205
B_{XI} : 两个自旋 $1/2$ 的粒子的磁偶极子之间的相互作用	214
C_{XI} : 范德瓦尔斯力	224
D_{XI} : 体积效应: 核的体积对原子能级的影响	234
E_{XI} : 变分法	241
F_{XI} : 固体中电子的能带: 简单模型	248
G_{XI} : 化学键的简单例子: H_2^+ 离子	260
H_{XI} : 练习	290
第十二章 微扰理论的应用: 氢原子的精细和超精细结构	299
第十二章提纲	300
§A. 引言	302
§B. 哈密顿算符中的附加项	303
§C. 能级 $n=2$ 的精细结构	309
§D. 能级 $n=1$ 的超精细结构	316
§E. 基态能级 $1s$ 的超精细结构的塞曼效应	321
第十二章补充材料	335
阅读指南	335

A _{XII} : 磁的超精细哈密顿算符	336
B _{XII} : 精细结构哈密顿算符在态 $1s, 2s$ 与 $2p$ 中的平均值的计算	345
C _{XII} : μ - 原子和电子偶素的超精细结构及塞曼效应	350
D _{XII} : 电子自旋对氢的共振线的塞曼效应的影响	358
E _{XII} : 氢原子的斯塔克效应	366
第十三章 依赖于时间的问题的近似解法	371
第十三章提纲	372
§A. 问题的梗概	373
§B. 薛定谔方程的近似解	374
§C. 重要特例: 正弦型微扰或恒定微扰	378
第十三章补充材料	390
阅读指南	390
A _{XIII} : 原子与电磁波的相互作用	391
B _{XIII} : 在正弦型微扰的影响下双能级体系的线性和非线性响应	409
C _{XIII} : 在共振微扰影响下体系在两个离散能级之间的振荡	425
D _{XIII} : 与末态连续统共振耦合的离散态的衰变	429
E _{XIII} : 练习	441
第十四章 全同粒子体系	453
第十四章提纲	454
§A. 问题的梗概	455
§B. 置换算符	461
§C. 对称化假定	470
§D. 讨论	480
第十四章补充材料	493
阅读指南	493
A _{XIV} : 多电子原子, 电子组态	494
B _{XIV} : 氦原子的能级: 组态, 谱项, 多重态	502
C _{XIV} : 电子气的物理性质, 在固体中的应用	516
D _{XIV} : 练习	530
附录	539
附录 I 傅里叶级数和傅里叶变换	540
附录 II 狄拉克的 δ “函数”	549

附录 III 经典力学中的拉格朗日函数和哈密顿函数	561
参考文献目录	577
英文索引	603

第八章

[901]

势场中的 散射的初等量子理论

[902]

第八章提纲

§A. 引言

1. 碰撞现象的重要性
2. 势场中的散射
3. 散射的有效截面的定义
4. 本章的内容安排

§B. 散射定态

有效截面的计算

1. 散射定态的定义
 - a. 哈密顿算符的本征值方程
 - b. 散射定态的渐近形式
散射振幅
2. 用概率流计算有效截面
 - a. 与散射定态相联系的概率流体
 - b. 入射流和散射流
 - c. 有效截面的表示式
 - d. 平面波与散射波之间的干涉
3. 散射的积分方程
4. 玻恩近似
 - a. 散射积分方程的近似解
 - b. 对公式的解释

§C. 中心场中的散射

分波法

1. 分波法的原理
2. 一个自由粒子的定态
 - a. 动量完全确定的定态. 平面波
 - b. 角动量完全确定的定态. 自由球面波
 - c. 自由球面波的物理性质
 - d. 将平面波按自由球面波展开
3. 势场中 $V(r)$ 的分波
 - a. 径向方程. 相移
 - b. 相移的物理意义
4. 用相移表示有效截面的公式
 - a. 怎样用分波构成散射定态
 - b. 有效截面的计算

§A. 引言

[903]

1. 碰撞现象的重要性

在很多物理实验中, 特别是在高能物理实验中, 人们常将 (例如, 得自加速器的) 第 (1) 类粒子的束流引向由第 (2) 类粒子构成的一个靶, 并研究随之出现的碰撞现象. 人们可以探测处在体系末态, 即碰撞后的态中的各种粒子^① (见图 8-1), 并测量它们的各种特征参量 (发射方向、能量等). 这类研究的目的是显然是要确定参与碰撞的各种粒子间的相互作用.

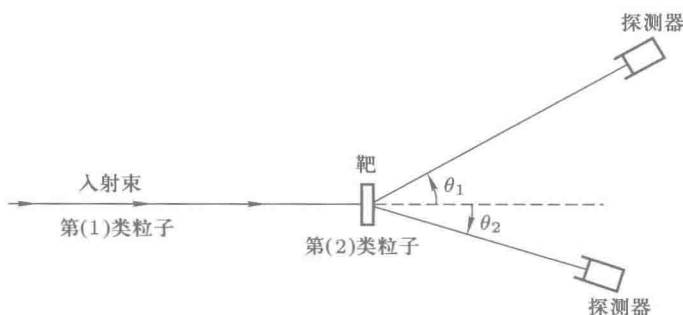
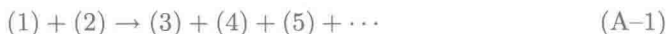


图 8-1 入射束中的第 (1) 类粒子与靶中的第 (2) 类粒子间的碰撞实验的示意图. 图中画出了两个探测器, 它们分别测量在与入射方向成 θ_1 角和 θ_2 角的方向上遭到散射的粒子数.

人们观察到的现象往往是很复杂的. 例如, 假设第 (1)、第 (2) 类粒子由更基本的组分所构成 (如原子核就含有质子和中子), 那么, 在碰撞中, 这些更基本的粒子将会在两个或多个不同于初始粒子的最终复合粒子之间重新分布. 我们称这种情况为“重排碰撞”. 此外, 能量很高时, 还可能出现相对论性的部分能量的“物质化”, 这样便促成了新粒子的产生. 体系的末态就可能含有大量新粒子 (入射束的能量越高, 新粒子数越多). 在一般情况下, 我们说碰撞产生各种反应, 并像在化学中那样, 将这些反应写作:



在给定条件下可能发生的一切反应中^②, 如果末态中的粒子仍然是初态中的第 (1)、第 (2) 类粒子, 我们便称这一类反应为散射. 此外, 如果每一个粒子的

^① 实际上, 我们并不能探测到被发射出来的所有粒子; 通常, 我们只能满足于取得最终体系的部分讯息.

^② 由于待研究的过程发生在量子等级上, 一般说来, 人们不能准确预言经过一次给定的碰撞将会出现什么样的末态, 我们只能设法预言各种可能的态出现的概率.

[904]

内部状态在碰撞中都没有变化, 我们就称这种散射为弹性散射.

2. 势场中的散射

在这一章里, 我们只讨论入射的第一类粒子遭到靶的第 (2) 类粒子的弹性散射. 如果经典力学规律适用的话, 它的任务就应该是确定在第 (2) 类粒子的作用力的影响下, 入射粒子径迹的偏转程度. 当然, 对于发生在原子或原子核尺度上的过程来说, 不可能用经典力学来处理问题, 而是应该研究在与靶粒子的相互作用的影响下入射粒子的波函数的演变 [由此产生了第 (1) 类粒子遭到第 (2) 类粒子“散射”的这种表述]. 此外, 我们打算探讨这个问题的各个方面, 因此我们引入以下的简化假设:

(i) 假设第 (1)、(2) 类粒子都没有自旋. 这个假设使理论得到很大的简化, 但这并不是说粒子的自旋在散射中无关紧要.

(ii) 我们不考虑第 (1)、(2) 类粒子在某些情况下显得突出的内部结构. 因而下面的论述并不适用于所谓的“非弹性”散射; 在这种散射中 [末态仍然只包含第 (1)、(2) 类粒子], 第 (1) 类粒子的一部分动能被第 (1)、(2) 类粒子的内部自由度所吸收 (例如, 可参考 Franck 与 Hertz 的实验). 我们的讨论只限于弹性散射, 它对粒子的可能的内部结构并无影响.

(iii) 假设靶充分薄, 以至于可以忽略多重散射 —— 一个确定的入射粒子在逸出靶之前相继遭到多次的散射.

(iv) 我们将忽略靶中的各个粒子所产生的散射波的一切相干性. 如果与第 (1) 类粒子相联系的波包的展延度小于第 (2) 类粒子的平均间距, 那么这个假设就是合理的. 因此, 我们感兴趣的仅仅是靶中的一个第 (2) 类粒子使入射束中的一个第 (1) 类粒子遭到散射的基元过程. 这样一来, 我们就排除了一些颇为有趣的现象, 诸如晶体所引起的相干散射 (即 Bragg 衍射) 以及固体中的声子所引起的慢中子的相干散射 (慢中子可以提供晶格结构及晶格动力学方面的精确资料). 在这些相干效应可以忽略的情况下, 被探测到的粒子通量其实就是靶内 $\mathcal{N}$ 个粒子中的每一个所引起的散射通量的总和, 也就是任何一个靶粒子所引起的散射通量的 $\mathcal{N}$ 倍 (由于靶的线度甚小于它和探测器之间的距离, 因此被击粒子在靶内的位置是无关紧要的).

(v) 假设第 (1) 类与第 (2) 类粒子间的相互作用可以表示为势能 $V(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)$, 它只依赖于两粒子间的相对位置 $\mathbf{r} = \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2$. 根据第七章的 §B, 问题又转化为: 在两个粒子 (1) 和 (2) 的质心系^① 中势场 $V(\mathbf{r})$ 对单个粒子的散射, 这里的

^① 为了解释得自散射实验的结果, 当然应当回到实验室参照系. 从一种参照系过渡到另一种参照系, 不过是运动学上的一个简单问题, 我们不在这里讨论. 关于这个问题, 可以参看 Messiah (1.17), 第 I 卷, 第 X 章, §7.

单个粒子就是“相对粒子”，它的质量 μ 与粒子 (1) 和 (2) 的质量 m_1 和 m_2 之间的关系为：

$$\frac{1}{\mu} = \frac{1}{m_1} + \frac{1}{m_2} \quad (\text{A-2})$$

3. 散射的有效截面的定义

设质量为 μ 的粒子沿 Oz 轴方向入射 (图 8-2), 势场 $V(\mathbf{r})$ 定域在坐标原点 O 的附近 [坐标原点实际上是两个真实粒子 (1) 和 (2) 的质心]. 用 F_i 表示入射束的粒子通量, 即单位时间内通过垂直于 Oz 轴的单位面积的粒子数, 不过这个单位面积应取在坐标 z 具有很大负值的区域中 (我们还要假设通量 F_i 充分小, 因而可以完全忽略入射束中各粒子间的相互作用).

[906]

在极角为 θ, φ 的方向上, 在远离势场作用范围的地方, 我们放置一个探测器, 它的入口对 O 点所张的立体角为 $d\Omega$ (探测器到 O 点的距离甚大于势场作用范围的线度); 这样就可以测得每单位时间内被散射到 (θ, φ) 方向周围的立体角 $d\Omega$ 中去的粒子数 dn .

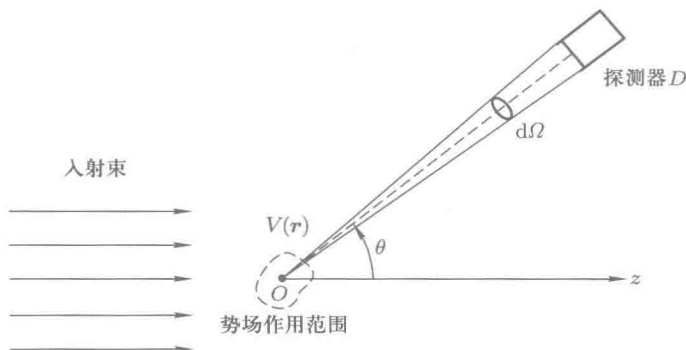


图 8-2 粒子通量为 F_i 的入射束平行于 Oz 轴; 我们假设入射束展布的范围比以 O 点为中心的势场 $V(\mathbf{r})$ 的作用范围宽得多. 在远离作用范围的地方, 安置着一个探测器 D , 它可以测出单位时间内被散射到 (θ, φ) 方向周围的立体角 $d\Omega$ 中去的粒子数 dn . 粒子数 dn 正比于 F_i 和 $d\Omega$; 我们将比例系数 $\sigma(\theta, \varphi)$ 定义为 (θ, φ) 方向上的散射“有效截面”.

粒子数 dn 显然正比于 $d\Omega$ 和入射束通量 F_i , 我们将 dn 与 $F_i d\Omega$ 之间的比例系数记作 $\sigma(\theta, \varphi)$, 则

$$dn = F_i \sigma(\theta, \varphi) d\Omega \quad (\text{A-3})$$

由于 dn 和 F_i 的量纲分别为 T^{-1} 和 $(L^2 T)^{-1}$, 故 $\sigma(\theta, \varphi)$ 具有面积的量纲, 我们称 $\sigma(\theta, \varphi)$ 为 (θ, φ) 方向上的有效微分散射截面. 通常用靶恩 (barn) 或其十进制分倍数来量度有效截面.

$$1 \text{ barn} = 10^{-24} \text{ cm}^2 \quad (\text{A-4})$$

我们可以将定义式 (A-3) 解释如下: 单位时间内到达探测器的粒子数等于单位时间内通过取在入射束中并垂直于 Oz 轴的面积 $\sigma(\theta, \varphi)d\Omega$ 的粒子数.

我们还可以用下列公式来定义总的散射有效截面 σ

$$\sigma = \int \sigma(\theta, \varphi) d\Omega \quad (\text{A-5})$$

附注:

(i) 在 (A-3) 式的定义中, dn 正比于 $d\Omega$, 这个公式表明, 它所计入的仅仅是散射粒子, 投射到给定的探测器 D (具有确定的表面积, 并位于 (θ, φ) 方向上) 中的这些粒子的通量反比于 D, O 之间距离的平方 (这是散射通量所特有的性质). 实际上, 入射束的粗细总是受到限制的 (但其截面的线度应始终甚大于 $V(\mathbf{r})$ 的作用范围的线度), 而探测器总是位于入射束的径迹之外, 因此, 它接收到的仅仅是散射粒子. 当然, 这样的装置不能测得 $\theta = 0$ 方向 (正前方向) 上的有效截面, 这个有效截面只能用外插法得自 θ 甚小时的 $\sigma(\theta, \varphi)$ 的数值.

(ii) 有效截面的概念并不限于弹性散射, 我们还可按同样的方式去定义反应的有效截面.

[907]

4. 本章内容的安排

§B 对任意势场 $V(\mathbf{r})$ [在无穷远处比 $1/r$ 减小得更快] 中的散射作一扼要的讨论. 我们首先在 §B-1 中引入散射定态和散射振幅的基本概念; 然后 (§B-2) 分析怎样从散射定态波函数的渐近行为去求散射有效截面; 到 §B-3, 我们再从散射的积分方程出发较详细地讨论这些散射定态的存在; 最后 (§B-4), 我们分析该方程的适用于弱势场的近似解怎样导致玻恩近似, 在这种近似中, 有效截面很简单地与势函数的傅氏变换相联系.

在势场为中心场 $V(\mathbf{r})$ 的情况下, §B 所述的一般方法当然也可应用, 但通常人们宁肯使用 §C 所述的分波法. 这种方法的根据是一种对比 (§C-1), 即在势场 $V(\mathbf{r})$ 中角动量为确定值的定态 (我们称之为“分波”) 和没有势场时同类定态的对比 (“自由球面波”). 到 §C-2, 我们将着手讨论一个自由粒子的定态的基本性质, 还要特别讨论一下自由球面波的基本性质. 我们要说明 (§C-3), 势场 $V(\mathbf{r})$ 中的一个分波和角动量同为 l 的自由球面波的差别是以“相移” δ_l 为特征的; 因此, 为了得到通过相移来表示有效截面的公式 (§C-4), 我们只需知道散射定态是怎样由分波构成的就可以了.