狄拉克量子力学演讲集

P. A. M. 狄拉克 著

北京信息工程学院
图书

科 学 出 版 社

狄拉克量子力学演讲集

P. A. M. 狄拉克 著

袁卡佳　刘耀阳 译

刘耀阳 校

科 学 出 版 社

1 9 8 6

内 容 简 介

本书为狄拉克在纽约耶塞瓦大学就量子力学的几个基本问题所作的四次演讲，内容包括哈密顿方法、量子化问题、曲面上的量子化和平面上的量子化．作者对他本人在五十年代中发展起来的约束体系动力学作了系统而简明的阐述，思路清晰，叙述严谨，是关于约束问题的经典著作．

本书可供理论物理专业师生、研究生以及科研人员参考．

Paul A. M. Dirac

LECTURES ON QUANTUM MECHANICS

Yeshiva University, New York, 1964

狄拉克量子力学演讲集

P. A. M. 狄拉克 著

袁卡佳 刘耀阳 译

刘耀阳 校

责任编辑 周 奇

科学出版社 出版

北京朝阳门内大街137号

中国科学院印刷厂印刷

新华书店北京发行所发行 各地新华书店经售

*

1986年4月第 一 版 开本：787×1092 1/32

1986年4月第一次印刷 印张：2 1/8

印数：0001—3,300 字数：45,000

统一书号：13031・3139

本社书号：4987・13—3

定价： 0.55 元

出 版 前 言

1964年狄拉克在纽约耶塞瓦大学就量子力学和量子场论中的基本问题，对研究生作了一系列演讲，本书就是其中的量子力学部份.它由下列四讲构成：一，哈密顿方法；二，量子化问题；三，曲面上的量子化；四，平面上的量子化. 作者对他五十年代发展起来的约束体系量子化方法作了系统而简明的阐述，基本上概括了作者在这方面所做的工作. 与原始文献相比，本书的特点是思路清晰，叙述简洁，无论对物理思想或数学结构的论述，都反映出作者独特的观点和风格.

约束体系在经典力学中并非罕见，但进行量子化却十分困难，直到五十年末，才由狄拉克等应用推广的哈密顿方法予以解决，可以说这是量子力学在二十年代创立以来的又一重大发展. 六十年代末，应用这一方法解决了杨-米尔斯规范场的量子化这一著名难题，此后约束动力学问题就日益受到理论物理学界的普遍重视，并用它来研究各种复杂问题. 实际上，描述自然界基本相互作用的电磁场、杨-米尔斯场、引力场、超对称、超引力、超弦理论，都是具有奇异拉氏量的约束体系，也就是说，所有的规范理论都必须涉及约束问题. 所以，近十多年来，无论在基本粒子理论，或引力场量子化理论的探索方面，约束问题都占据了重要位置，并成为所有规范理论的基本问题，而与此有关的各种课题也形成了十分活跃的研究方向. 本书被认为是约束体系量子化问题的经典著作.为此，现译成中文出版，以供我国理论物理高年级学生、研究生、教师、科研人员参考. 译文不当之处，请读者批评指正.

目　　录

试读结束：需要全本请在线购买： www.ertongbook.com

第一讲 哈密顿方法

我很高兴到耶赛瓦(Yeshiva)来，并有这个机会对你们谈一谈我过去持续工作了多年所获得的一些数学方法. 首先，我想简述一下建立这些方法的总目的.

在原子理论中，我们必须处理各种场，其中有一些是大家极为熟知的，如电磁场和引力场；可是近年来，我们还注意到有若干别的场，根据德布罗意和薛定谔的一般观念，每个粒子都与波相联系，而这些波就可以看作是某种场. 于是在原子物理中，我们的一般问题就是建立一个关于彼此相互作用的各种场的理论. 我们需要一个遵从量子力学原理的理论，然而要得到这样的理论却是相当困难的事情.

如果回到相应的经典力学，我们就可以得到一个简单得多的理论，这也就是当普朗克常数 $\hbar$ 趋于零时量子力学应取的形式. 从经典力学意义上非常容易看出我们在做什么，因此我在这些演讲中要谈的将主要是经典力学.

现在你们也许会认为，我这样做其实不够好，因为经典力学对自然界的描述不够好. 自然界是用量子力学描述的. 既然如此，为什么我们还要对经典力学如此费心呢? 我说过，量子场论是相当困难的；而且迄今为止，人们也只能对相当简单的几种场和它们之间的简单相互作用建立起量子场论. 很可能这些简单的场以及它们之间的简单相互作用并不足以描述自然界. 关于量子场论我们所获得的成功是极其有限的. 人们不断陷入困境，于是人们就想扩大自己的基础，从而有可能考虑更一般的场. 例如，我们打算研究麦克斯韦方程并不精

确成立的可能性．当我们进入到距离产生场的电荷非常近的区域时，或许就必须修改麦克斯韦场论，以便将其变为非线性电动力学．目前，在我们对于原子理论的基本观念、基本作用力以及场的基本特征还不了解的情况下，这只是值得考虑推广的一个实例．

为了能够从处理更一般的场这一问题着手，我们必须考察经典理论．如果我们能够将经典理论纳入哈密顿形式，那么也就总能够用一定的标准规则得到量子理论的一级近似．我的演讲要涉及的将主要是如何把一个普遍的经典理论纳入哈密顿形式的问题．一旦做到了这一点，我们就确定无疑地踏上了最终获得精确量子理论的道路，至少我们已经有一个一级近似．

当然，这一工作只应看作是整个一项工作的开端．这一工作最终的结局应该是建立一个精确的量子理论，而这将牵涉到一些相当严重的困难，也就是曾经困扰人们多年的根本性困难．有些人对于从哈密顿经典力学过渡到量子力学时出现的困难印象很深，以致于他们认为，也许从哈密顿经典理论出发的整个方法都是不可取的．特别是，最近几年来，人们一直试图建立得到量子场论的另外一些方法，沿着这些路线，他们已经获得了很可观的进展．他们得到了一系列必须满足的条件，虽然这些方法极有助于说明许多实验结果，我仍然感到它们不会导致问题的最终解决．我觉得在这些方法中失去了什么东西，而这只能通过哈密顿量或哈密顿量概念的某种推广才能得到．因此，我持这样的观点：哈密顿量对于量子理论才真正是十分重要的．

事实上，不用哈密顿方法，甚至连量子理论中一些最简单的问题都不能求解，例如，得不到氢原子的巴耳末公式，而这却正好是量子力学的起源．因此，哈密顿量以一种极其基本

的方式发挥作用，并且在我看来从哈密顿量出发进行工作确实是极为本质的. 所以，我想对你们谈一谈我们能够将哈密顿方法发展到何种程度.

我想用一种基本方式开始讨论，并将作用量原理作为我的出发点. 也就是说，我假设存在着这样一个依赖于运动的作用量积分，当改变运动，同时加上作用量积分的稳定性条件时，就可得到运动方程. 从作用量原理出发的方法有一个最大优点，就是我们可以很容易地使得理论满足相对性原理. 我们之所以要求原子理论必须与相对论一致，是因为一般说来我们讨论的是高速运动的粒子.

如果我们想要引进引力场，那就必须使理论满足广义相对性原理，这意味着涉及的是弯曲时空. 因为与原子过程中存在着的其他作用力相比较，引力极其微弱，所以在原子物理中引力场不是很重要的，为了实用目的，我们可以将它忽略不计. 近些年来，人们已对在量子场论中引入引力场的问题作了某种程度的探讨，但是，我认为这些工作的主要目的，是指望引进引力场之后或许将有助于消除某些困难. 就我们目前所看到的而言，这个希望没有实现，并且引进引力场似乎不仅没有消除困难，反而增加了困难. 因此目前尚没有充分的理由将引力场引入原子理论. 然而，我将要描述的却是强有力的数学方法，无论我们是否引进引力场，这些方法都是有效的.

我们从作用量积分出发，将它记为

$$I=\int L dt, \tag{1-1}$$

它由一个时间积分表示，其中被积函数 L 是拉格朗日量. 这样，有一个作用量原理，就相应地有一个拉格朗日量. 我们需要考虑怎样从拉格朗日量过渡到哈密顿量. 一旦有了哈密顿量，我们就朝着得到量子理论的方向迈出了第一步.

你们也许想知道，我们是否能将哈密顿量作为出发点，从而简化从作用量积分开始得到拉格朗日量，然后再将拉格朗日量过渡到哈密顿量的程序．对这种简化试图提出异议的根据，是很难把一个理论是相对论性理论的条件用哈密顿量形式表达出来，而用作用量积分的形式却很容易做到这一点，只须要求作用量积分是不变量即可．我们可以很容易地构造出无数个不变作用量积分的例子．它们将自动地导致与相对论一致的运动方程，并且从作用量积分得到的一切结果，也将与相对论一致．

一旦有了哈密顿量，我们就能应用一种标准方法给出量子理论的一级近似，而且要是幸运的话，或许还能进而得到一个精确的量子理论．你们也许还想知道，是否我们能在某种程度上简化这一程序．难道我们不能直接从拉格朗日量得到量子理论而完全不涉及哈密顿量吗？的确，对于一些简单例子，我们是**可以**做到这一点的．对于物理学中所用到的一些简单场，其拉格朗日量是速度的二次型，类似于非相对论性质点动力学中出现的拉格朗日量．对于这些其拉格朗日量是速度二次型的例子，人们已经找到了一些方法可以直接从拉格朗日量得到量子理论．虽然如此，拉格朗日量是速度的二次型这一限制还是显得过于苛刻了，我决定取消这个限制，处理可以作为速度的相当一般的函数的拉格朗日量．为了找到一个普遍形式，使之能够用于例如前面提及的非线性电动力学的情形，我认为不能用任何方法简化这个程序，即从作用量积分出发得到拉格朗日量，然后从拉格朗日量过渡到哈密顿量，再由哈密顿量过渡到量子理论．我在这些演讲中要讨论的正是这个程序．

为了开始时能以简单方式表达问题起见，我想从只包含有限自由度的动力学理论着手，正如大家在质点动力学中所

熟悉的那样．将有限自由度过渡到场论中所需的无限自由度，仅仅只是一件形式上的事情．

我们从一个具有有限自由度的体系开始，将其动力学坐标记为 q．普遍情况是 q_n，$n=1,\cdots,N$，其中 N 是自由度数目．还有速度 $dq_n/dt=\dot{q}_n$．拉格朗日量 $L=L(q,\dot{q})$ 是坐标和速度的函数．

此刻，大家或许会因为这一表述形式中时间变量所起的显要作用而有点困扰．在我们引进拉格朗日量时，时间变量 t 就已经出现，后来它再次出现于速度中，并且从拉格朗日量过渡到哈密顿量的整个进程都包含着一个特殊的时间变量．因此，从相对论观点看来，我们正是选出了一个特殊的观察者，使我们的整个表述形式都参照这个观察者的时间．当然，对于一个相对论者来说，这是不太令人满意的，他希望平权地对待所有观察者．可是，这却是我们现在的表述形式所具有的一个特征；假如我们要保持拉格朗日量是坐标和速度的任意函数这一普遍性，那么我看不出怎样才能避免这一点．尽管由于理论中出现了一个占主导地位的特别时间，使得方程形式不再是明显相对论性的，但是，我们仍然可以确信理论的内容是相对论性的．

现在，我们尽可能紧密地遵循用广义坐标观点处理动力学时所学到的一些观念，建立这个拉格朗日动力学，然后过渡到哈密顿动力学．对作用量积分进行变分，我们得到拉格朗日运动方程

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{\partial L}{\partial \dot{q}_n}\right)=\frac{\partial L}{\partial q_n}. \tag{1-2}$$

为了过渡到哈密顿表述，我们引进动量 p_n，定义为

$$p_n=\frac{\partial L}{\partial \dot{q}_n}. \tag{1-3}$$

在通常的动力学理论中，我们假设动量是速度的独立函数，但是这一假设对于我们将要应用的情形限制太苛刻了．我们需要允许这些动量可能**不是**速度的独立函数．在这种情形下，存在着将动量联系起来的某些形如 $\phi(q, p)=0$ 的关系．

可能有许多个彼此独立的这种关系，如果确是如此，我们就可用指标 $m=1, \cdots, M$ 来加以区分，于是我们有

$$\phi_m(q, p)=0. \tag{1-4}$$

q 和 p 是哈密顿理论的动力学变量．它们由关系 (1-4) 联系起来，这种关系称为哈密顿形式的**初级约束**．这个术语系柏格曼所创，我认为非常合适．

现在我们考虑 $p_n\dot{q}_n-L$ 这个量．（无论何处出现重复指标，都假定是对指标的所有取值求和．）我们对坐标 q 和速度 $\dot{q}$ 作变分，这些变分将导致动量 p 变分的出现．由 (1-3) 得知，这些变分的结果为

$$\begin{aligned}
&\delta(p_n\dot{q}_n-L)\\
&\quad=\delta p_n\dot{q}_n+p_n\delta\dot{q}_n-\left(\frac{\partial L}{\partial q_n}\right)\delta q_n-\left(\frac{\partial L}{\partial \dot{q}_n}\right)\delta\dot{q}_n\\
&\quad=\delta p_n\dot{q}_n-\left(\frac{\partial L}{\partial q_n}\right)\delta q_n.
\end{aligned} \tag{1-5}$$

现在你们看到，$p_n\dot{q}_n-L$ 的变分中只包含 q 和 p 的变分，而不包含速度的变分．这意味着 $p_n\dot{q}_n-L$ 可以用 q 和 p 表出，而与速度无关．$p_n\dot{q}_n-L$ 用 q 和 p 表出后就称为**哈密顿量** H.

然而，这样定义的哈密顿量并不是唯一确定的，因为我们可以对它加上等于零的 ϕ 的任意线性组合．这样，我们可以得到另一个哈密顿量

$$H^*=H+c_m\phi_m, \tag{1-6}$$

其中系数 c_m 可以是 q 和 p 的任意函数．H^* 和 H 几乎完全一

试读结束：需要全本请在线购买： www.ertongbook.com

样，我们的理论不能区分 H 和 H^*. 总之，哈密顿量不是唯一确定的.

由 (1-5)，我们看到

$$\delta H = \dot{q}_n \delta p_n - \left(\frac{\partial L}{\partial q_n}\right) \delta q_n.$$

这个方程对于 q 和 p 满足约束条件(1-4)的任意变分都成立. 由于受到(1-4)的限制，q 和 p 不能独立地进行变分. 但是对于 q 和 p 的任意变分，只要它们维持这些条件，上述方程总是成立. 由变分学中应用于具有这种约束的变分方程的一般方法*，我们导出

$$\dot{q}_n = \frac{\partial H}{\partial p_n} + u_m \frac{\partial \phi_m}{\partial p_n} \tag{1-7}$$

和

$$-\frac{\partial L}{\partial q_n} = \frac{\partial H}{\partial q_n} + u_m \frac{\partial \phi_m}{\partial q_n}.$$

或者借助于 (1-2) 和 (1-3)，上式可写为

$$\dot{p}_n = -\frac{\partial H}{\partial q_n} - u_m \frac{\partial \phi_m}{\partial q_n}, \tag{1-8}$$

其中 u_m 是未知系数. 我们由此得到了**哈密顿运动方程**，它们描述变量 q 和 p 如何随着时间而变化，但是这些方程含有未知系数 u_m.

为使我们能够简洁地写下这些方程，引进泊松括号形式常常是很方便的. 泊松括号以如下方式构成：若我们有两个 q 和 p 的函数 $f(q, p)$ 及 $g(q, p)$，则它们的**泊松括号** $[f, g]$ 定义为

$$[f, g] = \frac{\partial f}{\partial q_n} \frac{\partial g}{\partial p_n} - \frac{\partial f}{\partial p_n} \frac{\partial g}{\partial q_n}. \tag{1-9}$$

---

* 此处系指拉格朗日不定乘子法. ——译者注

由上述定义可导出泊松括号的一些性质，即 $[f, g]$ 对于 f 和 g 是反对称的：

$$[f, g] = -[g, f], \tag{1-10}$$

对两个元素中任一个都是线性的：

$$[f_1 + f_2, g] = [f_1, g] + [f_2, g], \text{ 等等}, \tag{1-11}$$

并且存在乘法律：

$$[f_1 f_2, g] = f_1[f_2, g] + [f_1, g]f_2; \tag{1-12}$$

最后，三个量之间的雅可毕恒等式为

$$[f, [g, h]] + [g, [h, f]] + [h, [f, g]] = 0. \tag{1-13}$$

借助于泊松括号，可以重写运动方程. 对于 q 和 p 的任意函数 g，我们有

$$\dot{g} = \frac{\partial g}{\partial q_n}\dot{q}_n + \frac{\partial g}{\partial p_n}\dot{p}_n. \tag{1-14}$$

如果将 $\dot{q}_n$ 和 $\dot{p}_n$ 用由 (1-7) 和 (1-8) 给出的表达式代进去，我们就会发现 (1-14) 正好是

$$\dot{g} = [g, H] + u_m[g, \phi_m]. \tag{1-15}$$

这样运动方程已完全用泊松括号形式简洁地写出来了.

如果把泊松括号的概念作一些推广，我们就能够把这些方程写成更为简洁的形式. 我们前面定义泊松括号时，泊松括号只对可以用 q 和 p 表出的量 f 和 g 才有意义. 某些更一般的量，例如不能用 q 和 p 表出的广义速度，与别的量之间就没有泊松括号. 让我们来推广泊松括号的意义，并假定对任意两个量，都存在相应的泊松括号，并且满足法则 (1-10)，(1-11)，(1-12) 和 (1-13). 不过，当涉及的量不是 q 和 p 的函数时，除了具有这些性质外，其泊松括号的形式是不定的.

于是，我们可以将 (1-15) 写为

$$\dot{g} = [g, H + u_m\phi_m]. \tag{1-16}$$

在此我们看到系数 u 出现于泊松括号的一个元素中. 系数

u_m不是 q 和 p 的函数，因而我们不能用定义(1-9)来确定(1-16)中的泊松括号. 然而，我们可以着手用(1-10)，(1-11)，(1-12)和(1-13)这几条法则来计算这个泊松括号. 利用加法律(1-11)，我们有

$$[g, H + u_m\phi_m] = [g, H] + [g, u_m\phi_m], \qquad (1\text{-}17)$$

再用乘法律(1-12)，有

$$[g, u_m\phi_m] = [g, u_m]\phi_m + u_m[g, \phi_m]. \qquad (1\text{-}18)$$

(1-18)中最后一个括号是有定义的，因为 g 和 ϕ_m 都是 q 和 p 的函数. 泊松括号 $[g, u_m]$ 没有定义，但是它与等于零的 ϕ_m 相乘. 因此(1-18)右端第一项为零. 结果是

$$[g, H + u_m\phi_m] = [g, H] + u_m[g, \phi_m], \qquad (1\text{-}19)$$

这表明(1-16)与(1-15)一致.

使用泊松括号表述时必须注意，我们有约束(1-4)，但是只有在算出泊松括号之后才能用这些约束，否则，就会得到一个错误结果. 因此作为一个规则，我们规定必须算出了所有的泊松括号，才能用约束方程. 为了记住这个规则，我将约束(1-4)中通常的等号(=)方程改成不同的等号(≈)方程. 因此(1-4)变成

$$\phi_m(q, p) \approx 0. \qquad (1\text{-}20)$$

我称这种方程为弱方程，以与通常方程或者说强方程相区别.

我们只有在算出了所有感兴趣的泊松括号后才能利用(1-20). 遵守这个规则，泊松括号(1-19)完全确定，并且采用所谓总哈密顿量 H_T，我们有可能将运动方程(1-16)写成非常简洁形式：

$$\dot{g} \approx [g, H_T], \qquad (1\text{-}21)$$

其中总哈密顿量为

$$H_T = H + u_m\phi_m. \qquad (1\text{-}22)$$

现在，我们来考察这些运动方程的结果. 首先，将出现一

些自洽性条件. 我们有一些量 ϕ，它们在整个时间过程中都必须为零. 我们可以应用运动方程(1-21)或者(1-15)，其中 g 就取成 ϕ 中的一个.我们知道,由于自洽性，$\dot{g}$ 必须为零，这样就会得出一些自洽性条件. 我们来看一看这些条件的结构. 在(1-15)中取 $g=\phi_m$，并命 $\dot{g}=0$，有

$$[\phi_m, H]+u_{m'}[\phi_m, \phi_{m'}]\approx 0. \tag{1-23}$$

这里我们得到了一系列自洽性条件，对于每个 m 值都有一个相应的条件. 我们必须考察这些条件，以便弄清它们将导致什么. 很可能它们会直接导致一种不自洽性. 它们也许会导致 $1=0$ 这样的不自洽性. 假如这种情况发生,就意味着我们原来的拉格朗日量会使得拉格朗日运动方程不自洽. 可以很容易地构造一个只有一个自由度的例子. 如果取 $L=q$，则拉格朗日运动方程(1-2)立即给出 $1=0$. 于是,大家看到，我们并不能完全任意地选取拉格朗日量. 我们必须对拉格朗日量加上条件,使得拉格朗日方程不含任何不自洽性. 在这一限制下,方程(1-23)可以分成三种情况.

在一种情况中,方程可化成 $0=0$，换言之,借助于初级约束,等式恒成立.

在另一种情况中,方程可化成一个与 u 无关的方程,它只包含 q 和 p. 这种方程一定与初级约束无关，否则就回到了第一种情况. 因此,这种方程的形式为

$$\chi(q, p)=0. \tag{1-24}$$

最后,(1-23)中的某个方程不能化成上述两种情况,这就给出了 u 必须满足的条件.

第一种情况我们无须再费心. 第二种情况中每一个方程都意味着哈密顿变量间还有另外的约束，通过这种方式产生的约束称为次级约束. 次级约束与初级约束的差别在于：初级约束仅仅是定义动量的方程(1-3)的推论,而为了要得到次

级约束，我们还必须利用拉格朗日运动方程.

如果我们的理论中有一个次级约束出现，那么我们还会得到另一个自洽性条件，因为我们可以根据方程(1-15)算出 $\dot{\chi}$，并要求 $\dot{\chi} \approx 0$. 于是，我们得到另一个方程

$$[\chi, H] + u_m[\chi, \phi_m] \approx 0, \tag{1-25}$$

这一方程必须和(1-23)一样同等对待. 我们还需再弄清它属于三种方程中的哪一种. 如果它属于第二种，那么我们就必须进一步继续进行我们用过的步骤，因为我们又有了更深一层的次级约束. 这样继续下去，直到我们穷尽了所有的自洽性条件，最终结果将是得到一系列形如(1-24)的次级约束，以及一系列系数 u 满足的形如(1-23)的条件.

对于许多问题，我们将把次级约束和初级约束同等对待. 比较方便的是用下述记号：

$$\phi_k(q, p) \approx 0, \quad k = M + 1, \cdots, M + K, \tag{1-26}$$

其中 K 是次级约束的总数. 我们应该用与初级约束同样的方式将次级约束写成弱方程，因为次级约束也是求出了泊松括号后我们才能使用的方程. 于是，全部约束可以一并写成

$$\phi_j(q, p) \approx 0, \quad j = 1, \cdots, M + K \equiv J. \tag{1-27}$$

现在我们来考察余下的第三种方程. 我们必须弄清它们究竟对系数 u 加上了什么样的条件. 这些方程是

$$[\phi_j, H] + u_m[\phi_j, \phi_m] \approx 0, \tag{1-28}$$

其中 m 从 1 到 M 求和，而 j 取从 1 到 J 的任何一个值. 如果这些方程不能化成约束方程，那么我们就得到含有系数 u 所满足的条件的方程.

我们从下述观点来讨论这些方程. 假定 u 是未知的，而且在(1-28)中我们有一系列关于未知量 u 的非齐次线性方程，其系数是 q 和 p 的函数. 我们来求这些方程的一个解，求得的解 u 是 q 和 p 的函数，即

$$u_m = U_m(q, p). \tag{1-29}$$

这样的解一定存在，不然就意味着拉格朗日运动方程是不自洽的，而我们已经排除了这种情形.

这样的解不是唯一的. 若已有一个解，我们可以加上与(1-28)对应的齐次方程

$$V_m[\phi_j, \phi_m] = 0 \tag{1-30}$$

的任意一个解 $V_m(q, p)$，从而给出非齐次方程(1-28)的另一个解. 我们需要(1-28)的最一般解，这意味着我们必须考虑(1-30)的所有独立解，这些解记为 $V_{am}(q, p)$，$a = 1, \cdots, A$. 于是，借助于任意系数 v_a，(1-28)的一般解为

$$u_m = U_m + v_a V_{am}. \tag{1-31}$$

我们将 u 的这些表达式代入理论的总哈密顿量(1-22)，这就给出如下的总哈密顿量：

$$H_T = H + U_m\phi_m + v_a V_{am}\phi_m. \tag{1-32}$$

我们可将上式写为

$$H_T = H' + v_a\phi_a, \tag{1-33}$$

其中

$$H' = H + U_m\phi_m, \tag{1-33'}$$

及

$$\phi_a = V_{am}\phi_m. \tag{1-34}$$

运动方程仍然是(1-21)，总哈密顿量为(1-33).

进行上述分析的结果是，我们已经满足了理论的所有自洽性要求，但是仍然还有任意系数 v. 系数 v 的数目通常小于系数 u 的数目. u 不是任意的，它必须满足自洽性条件，而 v 却是任意系数. 我们可以将 v 取作时间的任意函数，同时满足我们动力学理论的所有要求.

上述结果显示了广义哈密顿表述与我们在基础动力学中所熟悉的哈密顿表述之间的一个不同之处. 在运动方程具有

试读结束：需要全本请在线购买： www.ertongbook