

外国自然科学哲学资料

爱因斯坦论著选编

上海

外国自然科学哲学资料

爱因斯坦论著选编

上海人民出版社

外国自然科学哲学资料

爱因斯坦论著选编

上海人民出版社出版

(上海绍兴路5号)

新华书店上海发行所发行 上海市印刷三厂印刷

开本 690×960 1/16 印张 32 字数 611,000

1973年9月第1版 1973年9月第1次印刷

印数 1—6,000

统一书号: 13171·30 定价: 3.00元

内部发行

编 译 说 明

一、本书选载了爱因斯坦哲学和政治方面的主要论著，也适当选载了他的部分自然科学代表作品，供哲学工作者和自然科学工作者研究参考。

二、本书主要译自爱因斯坦的德文或英文原作，部分参考了俄文译本。也有个别篇目由于找不到原文，是由英文或俄文转译的。

三、本书由复旦大学的蔡怀新、王福山、卢鹤绂、钱毓敏、于同隐、全增嘏、黄绍元、朱昂如、许云华、殷鹏程、周筑颖、周同庆等集体编译。在编译过程中，曾参考过许良英、李宝恒于一九六二年至一九六五年间的旧译稿。

一九七三年六月，上海。

目 录

第 一 部 分

论动体的电动力学.....	1
物体的惯性是否与它所含能量有关?	23
一个关于光的产生和转化的启发性观点.....	25
广义相对论基础.....	36
对广义相对论的宇宙学考察.....	75

第 二 部 分

就职演说.....	83
✓ 恩斯特·马赫.....	85
✓ 探索的动机.....	90
✓ 什么是相对论?	92
✓ 相对论和以太.....	95
几何学和经验.....	101
相对论发展简述	109
空间和时间概念——《相对论的意义》片断	114
关于相对论.....	116
我的理论与康德和马赫的关系.....	118
尼尔斯·玻尔.....	119
非欧几里得几何和物理学.....	120
牛顿力学及其对理论物理学发展的影响.....	123
海森堡-玻尔的缓靖哲学——给薛定谔的信	128
关于科学的真理.....	129
空间-时间	130
物理学中的空间、以太和场的问题	137
约翰奈斯·刻卜勒.....	144
宗教和科学.....	147

量子力学中过去和未来的知识·····	150
麦克斯韦对物理实在观念的发展所起的影响·····	152
在纽约哥伦比亚大学的演讲·····	155
关于因果性和自由意志问题的对话·····	157
祝贺阿诺耳德·柏林内尔 70 岁生日·····	161
关于理论物理学的方法·····	163
关于广义相对论的来源·····	167
科学的宗教精神·····	170
悼念保尔·埃伦菲斯特·····	171
能认为量子力学对物理实在的描述是完备的吗?·····	173
关于量子力学描述的完备性问题——给卡·泡培尔的信·····	178
悼念玛利·居里·····	180
物理学和实在·····	181
物理学与实在——《物理学的进化》片断·····	201
科学和宗教·····	203
关于理论物理学基础的考查·····	208
科学的共同语言·····	215
悼念伐耳特·能斯特·····	217
伊萨克·牛顿·····	219
论伯特朗德·罗素的认识论·····	222
关于因果性问题给玻恩的两封信·····	227
数学领域中的创造心理——给阿达玛的信·····	228
以广义相对论为根据的空间结构·····	229
$E = mc^2$, 我们时代最迫切的问题·····	230
悼念保尔·朗之万·····	233
悼念麦克斯·普朗克·····	234
宗教同科学不可和解吗?·····	235
量子力学与实在·····	237
相对性; 相对论的本质·····	240
对批评的回答·····	244
科学定律和伦理定律·····	258
关于广义引力论·····	260
实在和完备的描述——给薛定谔的信·····	269
《约翰奈斯·刻卜勒的生平和书信》序·····	270

关于广义引力论的进展	272
相对论和空间问题	273
对解释量子力学基础的基本看法	284
关于一些基本概念的前言性评述	288
创造者亨·安·罗伦兹和他的为人	291
《关于托勒密和哥白尼的两大世界体系的对话》英译本序	293
《空间概念》序	297
在哥白尼逝世 410 周年纪念会上的致词	300
非对称场的相对论性理论	301

第三部分

告欧洲人书	303
* 学者的“祖国”	
* 给罗曼·罗兰的信	305
* 给埃伦菲斯特的信	305
* 对列宁的印象	306
* 对德国革命的看法	
* 德皇下台后给母亲的信	307
* 对柏林大学学生的讲话	307
附 * 1944 年给玻恩的信	308
* 拯救文化危机	
科学的困境	309
✓文化和繁荣	309
* 访美观感	
我对美国的第一个印象	311
向美国致谢	313
科学的国际主义	314
* 科学家与和平主义	315
* 悼念伐耳特·拉特脑	316
* 关于强权政治问题——给居里夫人的信	317
* 对恩格斯《自然辩证法》的意见	318
附 * 致胡克的信	318
* 祝贺罗曼·罗兰 60 岁生日	319
* 关于战争问题	320

* 科学给人类带来幸福还是灾难	
✓ 答《新世界》问	321
* 对加利福尼亚理工学院学生团体的讲话	321
* 和平主义者必须行动起来	322
* 访美期间关于和平问题的谈话	324
* 龚贝耳事件	326
关于 1932 年的裁军会议	327
* 关于建立知识界反战团体给弗洛伊德的信	330
法西斯和科学	331
裁军问题	332
在大学生裁军集会上的演讲	333
* 给参加和平运动的朋友的信	
* 反对普遍兵役制	334
* 威胁人类的军火工业	334
存在犹太人的特殊观点吗?	336
* 科学家和艺术家的政治贡献	
* 祝贺高尔基 65 岁生日	337
* 知识分子与政治——给一位加拿大青年的信	337
社会和个人	338
对世界经济危机的看法	340
生产和工作	342
* 辞去院士职务 声明不回德国	
* 不回德国的声明	343
给普鲁士科学院的信	343
给巴伐利亚科学院的复信	346
* 给劳埃的信	346
* 对拒服兵役看法的转变	
* 给比利时国王的信	347
* 劝告比利时青年不要拒服兵役	347
* 对批评者的答复	348
* 关于拒绝去苏联的谈话	349
文明与科学	350
✓ * 论人生	
人生的意义	352

善与恶	352
* 基督教和犹太教	352
欧洲是成功的吗?	353
教育与世界和平	354
和平主义的重新审查	355
希特勒和德国民族	
希特勒是怎么上台的?	357
纪念华沙犹太区战斗英雄	358
* 真正的道德领袖	
* 论托尔斯泰与甘地	359
圣雄甘地	359
* 群众与政治	
* 关于革命与群众的政治成熟性——给一位加拿大青年的信	360
* 战争与人民群众	360
科学和社会	361
为保卫言论自由的集会准备的演讲稿	363
论教育	364
道德衰败	367
道德和感情	368
给后代的信	371
他们为什么要仇视犹太人?	372
* 答“纪念林肯诞辰保卫民主和学术自由委员会”问	377
* 为建议造原子弹给美国总统罗斯福的信	378
* 自由和科学	379
* 感谢俄国的抗德战争	380
关于脑力劳动者的组织	382
* 国家应由开明的哲学家领导——给柯罗齐的信	383
* 科学和世界合作——答《自由世界》杂志问	384
原子战争与和平	385
战争是赢得了,但和平却还没有	394
* 论黑人问题和少数民族问题	
黑人问题	396
论少数民族	397
应当拒绝听从政府的不义要求——给美国“全国科学家会议”的信	398

* 走向世界政府	
* 避免战争的唯一办法	399
走向世界政府	399
军国主义精神	401
* 给联合国大会的公开信	403
对苏联科学家的答复	406
附 * 对批评的复信	412
* 战争与社会制度	
* 关于两大阵营	414
* 和平与社会主义	414
* 战争与资本家	414
给知识界的信	415
* 答《锡恩记录》问	417
为什么要社会主义?	418
* 防止战争的途径	
* 复阿达玛的信	423
* 关于绝食抗议的复信	423
* 给一个提出和平计划的人的复信	424
国家的安全	425
* 对苏联的看法	
给胡克的复信	427
给一个英国人的复信	427
给一个纽约来信者的复信	428
国家和个人良心——给“科学社会责任协会”的信	429
* 科学家道义上的责任——给“意大利科学协进会”的贺信	430
伦理教育的需要	432
* 我的和平主义立场——给拉比诺维奇的复信	433
* 出于良心拒服兵役的人是革命者——给一个反战青年的复信	434
* 论文艺	
* 艺术为政治服务——给画家列温的信	435
论古典文学	435
文化必然是国际间相互了解的一个基础	436
保证人类的未来	438
* 关于细菌战	439

* 关于原子弹的责任问题	
* 给《改造》杂志的复信	440
* 答一个日本和平主义者	440
给列欧·贝克的献词	441
* 用不合作方法抵制对知识分子的传讯	
* 给弗劳恩格拉斯的复信	442
* 给罗素的信	442
* 给塞里格的信	443
人权	444
* 答“保卫公民自由非常委员会”问	445
* 晚年的心境	
* 我不能保持沉默	446
* 宁愿做一个铅管匠或小商贩	446
* 最好的办法是“不吭声”	447
* 关于新殖民主义——给比利时王太后的信	448
* 关于以色列问题的两封信	
* 对以色列内外政策的建议	449
* 评美国在以色列问题上的态度	449
* 关于和平宣言问题给玻尔的信	450
罗素-爱因斯坦宣言	451
* 为以色列“独立纪念日”准备的电视演讲稿	454

第四部分

自画像	
为《爱因斯坦传》写的序	455
自画像	455
我的世界观	456
我的世界观续篇	459
自传	461
年表	487
人名索引	493

(有 * 号的标题为译者所加)

第一部分

论动体的电动力学^①

大家知道，麦克斯韦电动力学——象它现在通常为人们所理解的那样——应用到运动着的物体上时，就要引起不对称，而这种不对称似乎不是现象所固有的。例如，设想一个磁体同一个导体之间的电动力的相互作用。在这里，可观察到的现象只同导体和磁体的相对运动有关，而按照通常的理解，这两个物体中，究竟是这个还是那个在运动，则是截然不同的两回事。如果是磁体在运动，导体静止着，那末在磁体附近就会出现一个具有一定能量的电场，它在导体各部分产生一个电流。但是如果磁体是静止的，而导体在运动，那末磁体附近就没有电场，可是在导体中却有一个电动势，这种电动势本身虽然并不相应于能量，但它引起电流——假定这里所考虑的两种情况中的相对运动是一样的话——这种电流的大小和路线就同前一情况中由电力所产生的相同。

诸如此类的例子，以及企图证实地球相对于“光媒质”运动的实验的失败，引起了这样一种猜想，不仅在力学中，而且在电动力学中，也没有任何现象的特性和绝对静止这个观念相对应，倒是应该认为，凡是在力学方程适用的一切坐标系中，也适用着同一的电动力学定律和光学定律，正如正确到一级小量时已经证明了的那样。我们要把这个猜想（它的内容以后就称之为“相对性原理”）提升为假设，并且要引进另一条只在表面上看来同它不相容的假设，光在真空中总是以一个确定的速度 V 传播着，这个速度同发射体的运动状态无关。在静体的麦克斯韦理论的基础上，从这两条假设就足以得到一个简单而无矛盾的动体电动力学。“以太”的引用将被证明是多余的，因为按照这里所要发展的见解，既不需要引进一个具有特殊性质的“绝对静止的空间”，也不需要给发生电磁过程的真空中的每个点规定一个速度矢量。

这里所要阐明的理论——象所有其他电动力学一样——是以刚体的运动学为根据的，因为任何那种理论所讲的，都是关于刚体（坐标系）、时钟和电磁过程之间的关系。对这方面情况考虑得不够充分，是动体电动力学目前遇到的那些困难的根源。

^① 这是爱因斯坦关于相对论的第一篇论文，发表于1905年的德国《物理学纪事》（*Annalen der Physik*）第4系列，第17卷，第891~921页。

(一) 运动学部分

§1 同时性的定义

设有一个坐标系,牛顿力学方程在它里面有效,为了使我们的陈述比较严谨,并且便于将这坐标系同以后要引进来的其他坐标系加以字面上的区别,我们叫它“静系”。

如果一个质点相对于这个坐标系是静止的,那末它相对于这个坐标系的位置就能够用刚性的量杆按照欧几里得几何的方法定出,并且能用笛卡儿坐标来表示。

如果要描述一个质点的运动,我们就给出它的坐标值的时间函数。这里我们必须记住,这样的数学描述只有在我们十分清楚地懂得“时间”指的是什么之后才有物理意义。我们应当考虑到,我们一切涉及到时间的判断,总是关于同时的事件的判断。比如我说,“某列火车7点钟到达这里”,这差不多就是说,“我的表的短针指到7的位置同火车到达是同时的事件”。^①

可能有人认为,用“我的表的短针的位置”来代替“时间”,也许就有可能克服“时间”的定义带来的一切困难。事实上,如果问题只是在于完全为这只表所在的地点规定时间,这个定义已经足够;但是,如果问题是要把发生在不同地点的一系列事件在时间上联系起来,或者说——其结果依然一样——要定出那些在远离这只表的地点所发生的事件的时间,那末这个定义就不够了。

当然,我们对于这样测定事件的时间也许会感到满意,那就是让观察者和表同处于坐标的原点,而当每一个说明事件发生的光信号通过真空到达观察者时,他就把当时的时针位置与光到达的时间对应起来。但是这种对应关系有一个缺点,就是,正如我们从经验中所已知道的那样,它与这个带有表的观察者的所在位置是有关的。通过下面的考虑,我们得到一个比较更切合实际得多的测定法。

如果在空间的 A 点放一只钟,那末对于 A 附近的事件的时间,在 A 处的一个观察者能够通过找出和这些事件同时出现的时针位置来加以测定。如果又在空间的 B 点放一只钟——我们还要加一句,“这是一只同放在 A 处的钟完全一样的钟”——那末,通过在 B 处的观察者,也能够求出 B 附近的事件的时间来。但要是没有进一步的规定,就不可能把 A 处的事件同 B 处的事件在时间上作比较。到此为止,我们只定义了一个“ A 时间”和一个“ B 时间”,但还没有定义对于 A 和 B 是公共的“时间”。然而,当我们通过定义光从 A 到 B 所需要的“时间”等于它从 B 到 A 所需“时间”的时候,这后一个时间也就可以定义了。设在“ A 时间” t_A 从 A 发出一道光线射向 B ,它

^① 这里,我们不去讨论那种隐伏在(近乎)同一地点发生的两个事件的同时性这一概念里的不精确性,这个不精确性同样必须用抽象法来消除。——原注

在“B 时间” t_B 又从 B 反射向 A, 而在“A 时间” t'_A 回到 A 处。如果

$$t_B - t_A = t'_A - t_B,$$

那末放在 A 处和 B 处的这两只钟按照定义就是同步的。

我们假定, 这个同步性的定义可以没有矛盾地作出, 并且对于无论多少个点都适用, 于是下面两个关系就普遍有效:

(1) 如果在 B 处的钟同 A 处的钟同步, 那末在 A 处的钟也就同 B 处的钟同步。

(2) 如果在 A 处的钟既同 B 处的钟, 又同 C 处的钟同步, 那末, B 处和 C 处的两只钟也是互相同步的。

这样, 我们借助于某些(想象的)物理经验, 对于静止在不同地方的各只钟, 规定了什么叫做它们走得同步, 从而显然也获得了“同时”和“时间”的定义。一个事件的“时间”, 就是在这事件发生的地点静止的一只钟上所指出与事件同时的时间, 而这只钟是同某一只特定的静止的钟走得同步的, 而且对于一切的时间测定都是同这只特定的钟走得同步的。

根据经验, 我们还把数值

$$\frac{2\overline{AB}}{t'_A - t_A} = V$$

当作一个普适常数(光在真空中的速度)。

重要的一点是, 我们用静止坐标系中静止的钟定义了时间。由于它适合于静止的系统, 我们把这样定义的时间叫做“静系时间”。

§ 2 论长度和时间的相对性

以下的讨论将以相对性原理和光速不变原理为依据。这两条原理我们定义如下:

(1) 物理体系的状态据以变化的定律, 同这些状态的变化是以两个彼此作相对匀速移动的坐标系中的哪一个为参考, 是无关的。

(2) 任一条光线在“静止的”坐标系中都以确定的速度 V 运动, 不管这条光线是由静止的还是由运动着的物体发射出来的。因此,

$$\text{速度} = \frac{\text{光的路程}}{\text{时间间隔}},$$

这里的“时间间隔”是依照 § 1 中所定义的意义理解的。

设有一静止的刚性杆, 用一根也是静止的量杆量得它的长度是 l 。我们现在设想这根杆的轴是放在静止坐标系的 X 轴上, 然后使这根杆沿着 X 轴向 x 增加的方向作匀速的平行移动(速度是 v)。我们现在来查问这根运动着的杆的长度, 并且设想它的长度是由下面两种操作求得的:

(a) 观察者同前面所给的量杆以及那根要量度的杆一道运动, 并且直接用量杆

同杆相叠合来量出杆的长度,正象要量的杆、观察者和量杆三者都处于静止时一样。

(b) 观察者借助于一些安置在静系的,并且根据 §1 所定义的走得同步的静止的钟,在某一特定时刻 t , 求出那根要量的杆的两端处于静系中的哪两点上。用那根已经使用过的,在此情况下是静止的量杆所量得的这两点之间的距离,也是一种长度,我们可以称它为“杆的长度”。

由操作 (a) 求得的长度,我们将称之为“动系中杆的长度”。根据相对性原理,它必须等于静止杆的长度 l 。

由操作 (b) 求得的长度,我们将称它为“静系中(运动着的)杆的长度”。这个长度我们将根据我们的两条原理加以确定,并且将会发现,它是不同于 l 的。

通常所用的运动学不言而喻地假定了,用上述这两种操作所测得的长度彼此是完全相等的,或者换句话说,一个运动着的刚体,在时间间隔 t 内,在几何学关系上完全可以用静止在一个确定位置上的同一个物体来代替。

我们又设想,在杆的 (A 和 B) 两端,都放着一只与静系的钟同步的钟,也就是说,这些钟所报的时刻,都同它们所在地的“静系时间”相一致;因此,这些钟是“在静系中同步”的。

此外我们再设想,在每一只钟那里都有一位运动着的观察者同它在一起,而且他们把 §1 中确立的关于两只钟走得同步的判据应用到这两只钟上。设有一道光线在时间^① t_A 从 A 处发出,在时间 t_B 于 B 处被反射回,并在时间 t'_A 返回到 A 处。考虑到光速不变原理,我们得到

$$t_B - t_A = \frac{r_{AB}}{V - v} \quad \text{和} \quad t'_A - t_B = \frac{r_{AB}}{V + v},$$

其中 r_{AB} 表示运动着的杆在静系中量得的长度。因此,与动杆一起运动着的观察者会发现这两只钟不是走得同步的,然而处在静系中的观察者却会宣称这两只钟是走得同步的。

由此可见,我们不能给予同时性概念以任何绝对的意义;两个事件,从一个坐标系看来是同时的,而从另一个相对于这个坐标系运动着的坐标系看来,它们就不能再被认为是同时的事件了。

§3 从静系到另一相对于它作匀速移动的坐标系的 坐标和时间的变换理论

设“静止的”空间中有两个坐标系,每一个都由三条从一点发出并且互相垂直的刚性物质的直线所组成。设想这两个坐标系的 X 轴叠合在一起,而它们的 Y 轴和 Z

① 这里的“时间”表示“静系的时间”,同时也表示“运动着的钟处在所论地点时的指针位置”。——原注

轴则各自互相平行。① 设每一坐标系都备有一根刚性量杆和若干只钟,而且两坐标系的这两根量杆和所有的钟彼此都是完全相同的。

现在给其中一个坐标系(k)的原点以一个沿另一静止坐标系(K)的 x 增加方向运动的(恒定)速度 v ,这个速度也传给了 k 的坐标轴以及有关的量杆和各个钟。因此,对应于静系 K 的每一时间 t ,动系轴都有一个确定位置,而由于对称的缘故,我们有权假定 k 的运动是这样的,在时间 t (这个“ t ”始终是表示静系的时间),动系的轴与静系的轴是平行的。

我们现在设想空间不仅要从静系 K 用静止的量杆来量度,而也要从动系 k 用一根同它一道运动的量杆来量度,由此就分别得到坐标 x, y, z 和 ξ, η, ζ 。再借助于放在静系中的静止钟,用§1中所讲的光信号方法,来测定一切安置有钟的各个点的静系时间 t ;同样,对于一切安置有相对于动系是静止的钟的地点,它们的动系时间 τ 也用§1里所讲的两点间的光信号方法来测定,在这些点上都放着对动系静止的钟。

对应于可以完全确定静系中一个事件的位置和时间的每一组 x, y, z, t 的数值,都有一组 ξ, η, ζ, τ 的数值,它们把那一件事相对于坐标系 k 确定下来,现在要解决的问题是求出联系这些数量的方程组。

首先,因为我们认为空间和时间具有均匀性,这些方程显然必须都是线性的。

如果我们令 $x' = x - vt$,显然,对于一个在 k 系中静止的点,就必定有一组同时间无关的数值 x', y, z 。我们先把 τ 定义为 x', y, z 和 t 的函数。为此目的,我们必须用方程来表明 τ 不是别的,而只是 k 系中按§1中的规则同步化了的静止钟的数据的集合。

设有一条光线从 k 系的原点在时间 τ_0 发出,沿着 X 轴射向 x' ,在 τ_1 时从那里反射回来,并在 τ_2 时回到坐标系的原点;那末就必定有下列关系:

$$\frac{1}{2}(\tau_0 + \tau_2) = \tau_1,$$

或者,引进函数 τ 的自变数,并应用在静系中光速不变的原理,这也就是:

$$\begin{aligned} & \frac{1}{2} \left[\tau(0, 0, 0, t) + \tau \left(0, 0, 0, t + \frac{x'}{V-v} + \frac{x'}{V+v} \right) \right] \\ &= \tau \left(x', 0, 0, t + \frac{x'}{V-v} \right). \end{aligned}$$

如果我们选取 x' 为无限小,那末:

$$\frac{1}{2} \left(\frac{1}{V-v} + \frac{1}{V+v} \right) \frac{\partial \tau}{\partial t} = \frac{\partial \tau}{\partial x'} + \frac{1}{V-v} \frac{\partial \tau}{\partial t},$$

① 本文中用大写的拉丁字母 X, Y, Z 和希腊字母 B, H, Z 分别表示此二坐标系(K 系和 k 系)的轴,而用相应的小写拉丁字母 x, y, z 和小写的希腊字母 ξ, η, ζ 分别表示它们的坐标值。

或者

$$\frac{\partial \tau}{\partial x'} + \frac{v}{V^2 - v^2} \frac{\partial \tau}{\partial t} = 0。$$

应当指出,我们可以不选坐标原点,而选任何别的点作为光线的出发点,因此刚才得到的方程对于 x', y, z 的一切数值都是有效的。

在 Y 轴和 Z 轴上作类似的考查,并且注意到,从静系看来光沿着这些轴传播的速度始终是 $\sqrt{V^2 - v^2}$,就得到:

$$\frac{\partial \tau}{\partial y} = 0, \quad \frac{\partial \tau}{\partial z} = 0。$$

由于 τ 是线性函数,从这些方程就得到:

$$\tau = a \left(t - \frac{v}{V^2 - v^2} x' \right),$$

此处 a 暂时还是一个未知函数 $\varphi(v)$,并且为了简便起见,假定在 k 的原点,当 $\tau = 0$ 时 $t = 0$ 。

借助于这一结果,就不难确定 ξ, η, ζ 这些数量,只要列出方程表明,在动系中测量时,光也象光速不变原理和相对性原理所共同要求的那样,是以速度 V 传播的。对于在时间 $\tau = 0$ 向 ξ 增加的方向发射出去的一条光线,其方程是:

$$\xi = V\tau,$$

或者

$$\xi = aV \left(t - \frac{v}{V^2 - v^2} x' \right)。$$

但在静系中测量,这道光线就以速度 $V - v$ 相对于 k 的原点运动着,因此得到:

$$\frac{x'}{V - v} = t,$$

如果我们以 t 的这个数值代入关于 ξ 的方程,我们就得到:

$$\xi = a \frac{V^2}{V^2 - v^2} x'。$$

用类似的办法,考查沿着另外两根轴传播的光线,我们就求得,

$$\eta = V\tau = aV \left(t - \frac{v}{V^2 - v^2} x' \right),$$

这里

$$\frac{y}{\sqrt{V^2 - v^2}} = t, \quad x' = 0。$$

因此

$$\eta = a \frac{V}{\sqrt{V^2 - v^2}} y, \quad \zeta = a \frac{V}{\sqrt{V^2 - v^2}} z。$$