

走向统一的自然力

超弦理论：四种自然力走向统一的一种尝试

厉光烈¹ 刘明²

(1 中国科学院高能物理研究所 100049; 2 湖北教育学院物理系 430060)

谈到超弦理论，中国科学院理论物理所从事这方面研究的李森研究员* 不仅曾为本刊写过“弦论小史(一)(二)(三)”，还在网站上传过“弦论通俗演义”，就宣传弦论来说，实在没有必要再写点什么，但是，这一系列讲座，原定以“超弦理论：四种自然力走向统一的一种尝试”作为结束，因此，我们不得不参考李森的相关文章、中国科学院大学物理学院丁亦兵教授多年前为本刊编译的“著名物理学家谈超弦”、中国科学院高能物理所常哲研究员为本刊撰写的“超弦与M理论”，以及B.格林著、李泳译的《宇宙的琴弦(The Elegant Universe)》来完成这最后的一讲。



想象中的超微尺度的弦世界

一、从弦模型谈起

20世纪50~60年代，粒子物理实验发现越来越多的强子，特别是不稳定的共振态粒子，1959年，意大利物理学家雷杰(T. Regge, 1931~2014)在散射问题的研究中发现：这些粒子的质量随自旋的增加而增加。若以质量平方为横坐标，自旋为纵坐标作图，则这些粒子在图上留下的轨迹近似为一条直线，称为

雷杰轨迹。这一发现使人们相信似乎存在无穷多个强子。另外，人们还发现，当无穷多的粒子参与相互作用时，粒子与粒子之间的散射振幅满足交叉对称。所谓交叉对称，指的是二体散射过程： $A+B \rightarrow C+D$ 与其交叉过程： $A+\bar{C} \rightarrow \bar{B}+D$ 和 $A+\bar{D} \rightarrow C+\bar{B}$ 的散射振幅之间存在的一种对称性，这里 \bar{B} 、 \bar{C} 、 \bar{D} 为 B 、 C 、 D 的反粒子。若用一组具有洛伦兹不变性的曼德尔斯坦变量 s 、 t 和 u ^①来统一地描述上述二体散射及其交叉过程，则这些过程的散射振幅具有明显的洛伦兹不变性，只是每个过程的曼德尔斯坦变量各有自己的取值范围，即所谓的物理区域。当将这些曼德尔斯坦变量看成复变量时，这些过程的散射振幅可以通过解析延拓相互联系，称为交叉对称。1968年，在美国麻省理工学院工作的意大利物理学家威尼采亚诺(G. Veneziano, 1942~)发现欧拉 β 函数满足这种对称性，给出了著名的威尼采亚诺散射振幅公式。随后，他和富比尼(S. Fubini)进一步发现：这个简单的公式可以拆成无限多个项，这就意味着上述的两体散射可以通过交换中间(共振态)粒子来实现，而这个中间粒



雷杰



威尼采亚诺

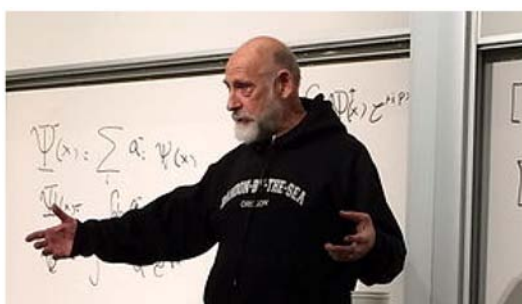
* 现为中山大学天文与空间科学研究院院长。



南部阳一郎



尼尔森

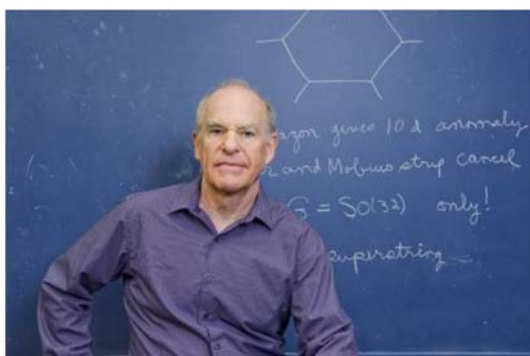


萨斯坎德

子可以有无限多个不同质量和自旋的状态，或者说，可以表达为谐振子的激发，类似一根弦。1969 ~ 1970年，美国芝加哥大学的南部阳一郎、丹麦哥本哈根玻尔研究所的尼尔森（H. B. Nielsen, 1941 ~）和美国斯坦福大学的萨斯坎德（L. Susskind, 1940 ~）分别发现威尼采亚诺公式可以自然地给出弦的散射振幅，提出了弦模型，为威尼采亚诺散射振幅公式提供了理论依据，并成功地解释了雷杰轨迹；南部还把介子态唯象地处理作弹性运动的弦，弦的两个端点是正、反夸克，对弦模型做出了更为具体而形象的表述。一方面，弦端的两个夸克离开得越远，弦往回拉的“张力”越强，当它们之间的距离超过夸克禁闭半径时，一根弦便会断开成二根弦，也就是说，一个介子变成了两个介子，而不是正、反夸克，这正好就是强力的“渐近自由”和“夸克囚禁”的物理图像；另一方面，用“弦”来模拟强子，将由夸克与反夸克组成的介子类比为直线弦，即用延展体代替点结构，这样便可避免量子场论中因粒子的点结构而引起的发散困难，但是，应当指出的是，当初引入“弦”的概念并不是为了解决量子场论中的发散困难。显见，在3+1维时空中，用弦的不同的振动模式来描述数百种强子及其运动状态，是不可能的，因此，需要在多维时空中研究弦的运动形态，于是便出现了26维的弦理论。

1987年12月20日，美国加州理工学院物理系约翰·施瓦兹（J. Schwarz, 1941 ~）教授就“超弦”接受英国BBC电台采访时谈到：“在20世纪60 ~ 70年代，人们试图用弦理论来解释核子内部的强相互作用。在这方面，弦理论取得了一些成果，但始终未能完全成功。到70年代中期，量子色动力学（QCD）诞生了，作为描写强相互作用的一种理论，QCD取得了公认的成就。尽管当时在弦理论方面已经做了许多

工作，但是，随着QCD理论的发展，大多数人还是放弃了这方面的研究，我没有这样做。那时，我正与一位法国物理学家谢尔克（J. Scherk, 1946 ~ 1980）合作，我们注意到：在人们试图用弦理论描写核子内部强相互作用时，遇到的一个问题是，该理论总是给出一种特殊的粒子：它没有质量，具有两个单位的自旋角动量，在核过程中没有与之对应的东西。然而，我们知道，它恰恰就是在爱因斯坦广义相对论中碰到那种粒子，称为引力子。”于是，施瓦兹和谢尔克决定放弃只用弦论来描写核力，而是看看能否用它来描写引力，同时又能把其他几种自然力都包括进来，这样，就要求在观念上有一个巨大的改变，即所用的弦比原来设想的弦要小得多：在用弦来描写核力时，它有着核子的典型尺度：1费米，即 10^{-15} 米；而用弦来描述引力时，有一个由引力结构决定的自然尺度，即所谓的普朗克长度： $l = \sqrt{Gh/c^3} = 1.6 \times 10^{-35}$ 米。因此，当用弦来统一描述各种自然力时，施瓦兹和谢尔克谈论的是一种不可思议的“超微观世界”。1974年，他们形成了用弦描写引力进而统一四种自然力的想法，并将弦论的维数从26降为10。但不幸的是，谢尔克过早去世了。应当指出：日本北海道大学的米谷明民（T. Yoneya, 1947 ~）差不多同时也曾建议将弦论当作量子引力理论，并指出：弦论既蕴涵自旋为2的粒子也蕴涵自旋为1的粒子，也就是说，弦的相互作用不仅包含引力还包含前一讲谈及的规范相互作用，因此，有可能将其作为统一所有基本相互作用的理论。1979年，施瓦兹与英国剑桥大学格林（M. Green, 1946 ~）合作，确认了弦论中超对称的存在，创建了超弦理论，还在超弦世界面^②上直接实现了时空超对称，并于1984年发现了超弦理论中的反常抵消，



施瓦兹



格林



米谷明民

从而大大减少了可能有的超弦理论的数目，把弦论与粒子物理的关系推进了一大步，引发了超弦理论的第一次革命，使弦论的研究在沉寂十多年后又重新热闹了起来。

二、超对称和超引力

20 世纪 70 年代初，高尔芳和利特曼、雷芒以及吉尔维和崎田文二等在量子场论中引入了一种新的对称性，即认为在量子场论中存在一种既可将费米子和玻色子联系在一起又可将内禀对称性和时空对称性联系在一起的“超对称性”，具有这种超对称性的量子场论就被称为超对称场论。后来，弗里德曼、纽文豪森和费拉拉等又把超对称引入引力理论，提出了超引力理论。鉴于量子化的引力场理论一般是不可重整化的，而超对称场论的微扰展开里发散性较少，因此，人们期望量子化的超引力理论可以重整化。

(1) 超对称理论

在第五讲中，我们在谈及“亚原子粒子分类”时曾经提到，既可按相互作用将其分为强子、轻子和传递子，也可按统计规律将其分为费米子和玻色子。然后，在“夸克·标准模型·强弱电大统一”一节中，我们介绍了可以统一描述强子、轻子和传递子的乔治·格拉肖 $SU(5)$ 模型，但是，并未介绍可以统一描述费米子和玻色子的超对称大统一理论，原因是这一理论的发展与弦论密切相关，故留在这讲来谈。

不幸的高尔芳

早在 20 世纪 60 年代末，前苏联物理学家尤里·高尔芳 (Y. A. Golfand, 1922 ~ 1994) 就开始寻找存在于玻色子与费米子之间的对称性，其动机是解决弱相互作用。根据高尔芳的学生、1971 年与他合作发表

第一篇超对称性论文的利特曼 (E. Likhtman) 的回忆：高尔芳早在 1968 年春就已得到 4 维的超庞加莱代数，这比西方人雷芒发现超对称早了 3 年；比外斯和朱米诺发现 4 维超对称场论早了 6 年。但不幸的是，高尔芳因没有构造好超对称场论，未能及时发表他的研究成果，加上量子场论的研究在 20 世纪 60 年代因遭遇发散困难而处于低潮，高尔芳的同事中又有人认为他根本不懂所研究的东西，使他成为苏联科学院“精简-创新”牺牲品，1973 ~ 1980 年间失了业，1990 年举家去了以色列，并于 1994 年辞世。



高尔芳

雷芒分支和纳吾-施瓦兹分支

在西方，超对称的发现循着完全不同的思路，即源自于弦论。前面提到，1970 年南部提出用弹性运动的弦来描述介子态，后来人们将南部的弦称为玻色弦。过后一年，美国费米国家实验室的皮埃尔·雷芒 (P. Ramond, 1943 ~) 考虑如何在弦论中引进带半整数自旋的激发态 (即费米子)，在弦运动产生的世界面上引进了满足周期性条件的费米场，即引入了费米弦。在雷芒理论中，所有弦的激发态都是时空中的费米子。同年，吉尔维 (J. L. Gervais, 1936 ~) 和崎田文二 (B. Sakita, 1930 ~ 2002) 发现，如果将雷芒理论写成世界面上的作用量，则这个作用量具有 2 维的超对称，也就是说，世界面上有了超对称。这是出现在西方的第一个超对称场论，他们的文章与苏联人高尔芳和利特曼的 4 维超对称场论几乎同时发表，而外斯 (J.



雷芒

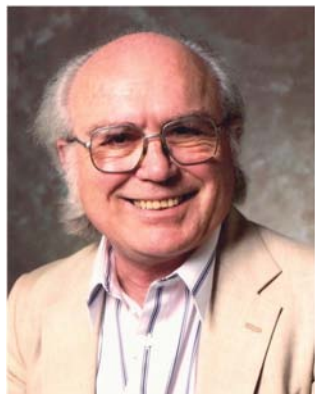


吉尔维(右)和崎田文二

Wess, 1934 ~ 2007) 和朱米诺 (B. Zumino, 1923 ~ 2014) 则在 3 年之后才在 4 维时空中构造了最简单的超对称场论, 这个场论包含一个基本的旋量场——由两个自旋为 1/2 的粒子组成一个旋量表示——和来自超对称的一个标量场和一个赝标量场。应当指出: 正是外斯和朱米诺的工作使超对称性受到物理学界的普



外斯



朱米诺

遍关注。

1974 年, 法国人纳吾 (A. Neveu, 1946 ~) 和施瓦兹设法让雷芒世界面上的费米场满足反周期性条件, 这样构造出的弦的激发态都是时空中的玻色子, 也就是说, 在雷芒理论中加入了时空中的玻色子。新的理论被称为弦论的纳吾 - 施瓦兹分支, 而雷芒理论则被称为雷芒分支。

那么, 将雷芒分支和纳吾 - 施瓦兹分支加在一起, 是否就有了时空超对称呢? 情况并非如此, 这是因为, 它们还不能满足超对称的一个基本要求: 给定一个质量, 必须有相同多的玻色子和费米子。1976 年, 格里奥日 (F. Gliozzi)、谢尔克和奥立弗 (K. Olive) 发现, 在不破坏理论自洽性的前提下, 可以将两个分支中的

一些态去掉, 这样得到的理论便可有同样多的玻色子和费米子, 但是, 他们还不能立刻证明已经实现了时空超对称。格里奥日、谢尔克和奥立弗的方法后来被称为 GSO 投射, 又过了 5 年, 经过 GSO 投射改造的雷芒 - 纳吾 - 史瓦兹理论才由格林和施瓦兹证明具有完全的时空超对称。顺便指出: 格林和施瓦兹还证明了这些理论包含相

应的时空超引力。

超对称“超”在哪里?

超对称性是一种扩大了的对称性, 前面已经指出, 它既可将费米子和玻色子联系在一起, 也可将内禀对称性和时空对称性联系在一起, 在超对称变换生成元所满足的代数关系中, 除了通常的对易关系之外, 还包含反对易关系。超对称变换将费米子变成玻色子、玻色子变成费米子, 因此, 重复进行两次超对称变换, 便可变回了费米子, 与此同时, 这个费米子在时空中的位置发生了变化, 也就是说, 重复进行两次超对称变换等效于一个时空变换。这样, 超对称变换就将内禀对称性和时空对称性联系起来。

1974 年, 萨拉姆和斯特拉思蒂 (J. Strathdee) 在看到外斯和朱米诺关于 4 维超对称场论的工作后, 为超对称变换引入了一种超空间。在这种超空间中, 除了通常的 4 维时空坐标 x^μ (称为玻色坐标) 以外, 还有表示内部自由度的 4 个坐标 θ_α (称为费米坐标), 总共 8 个坐标 (x^μ, θ_α) 。费米坐标是一种特殊性质的数, 它的乘法具有反对易性: $\theta_\alpha \theta_\beta = -\theta_\beta \theta_\alpha$ 。具有这样性质的代数, 早在一个多世纪以前就由赫尔曼·格拉斯曼 (H. G.



格拉斯曼

Grassmann, 1809 ~ 1877) 研究过, 称为格拉斯曼代数。

在超对称理论中, 严格地讲, 多重态中的费米子和玻色子应该具有相同的质量, 但是, 到目前为止, 实验上还未发现有质量完全相同的费米子和玻色子, 可见, 在现实的物理世界中, 超对称性是破缺的。同

样，引入相应的希格斯机制，用南部-哥尔斯通方式，可以实现超对称性的自发破缺。超对称的破缺将导致超伙伴粒子获得较大的质量，这可能是直到目前还没有发现任何超伙伴粒子的原因之一。由于超对称性所加的限制很强，故至今尚未建立起一个符合物理实际的超对称场论模型。

那么，超对称“超”在哪里呢？

超对称与我们熟悉的么正对称不一样，以杨-米尔斯规范场理论中的SU(2)对称性为例，相关的么正变换是在同一空间中从一个同位旋本征态变换到另一个本征态，这种变换是可以通过真实的物理过程（例如 β 衰变）来实现的，而超对称变换却是发生在超空间的两个正交子空间之间，其中一个子空间中的态全是玻色态，另一子空间中的态全是费米态，超对称变换就是将一个子空间中的态映射到另外一个子空间中的态，而任何一个可实现的物理态不是玻色态就是费米态，不可能是一个玻色态和一个费米态的混合，因此超对称变换是无法通过真实的、可观测的物理过程来实现的。超对称之“超”也正在于此。数十年来，实验物理学家竭力寻找超对称理论所预言的超对称伙伴，但至今一无所获，他们甚至除了“排他法”外都不知道还有什么实验方法可用来进行搜索，大概也正因为此。

超对称大统一理论

鉴于物质的基本组分——夸克和胶子都是费米子，传递自然力的媒介粒子——胶子、中间玻色子(W^\pm 与 Z^0)和光子，还有希格斯粒子，都是玻色子，超对称理论，既然可以将费米子和玻色子联系在一起，那么就有可能被用来统一地描述物质的基本组分与作用其间的自然力。于是，人们想到，将超对称引入粒子物理标准模型，使其得以扩充，具体地讲，就是所有的

“基本粒子”，包括夸克和轻子、各种传递子以及希格斯粒子，都有相应的超对称伙伴：夸克和轻子的超对称伙伴被称为“标量夸克”和“标量轻子”，例如，电子的超对称伙伴被称为“标量电子”；传递子的超对称伙伴被称为“传递微子”，例如，引力子的超对称伙伴被称为“引力微子”，希格斯粒子也一样，其超对称伙伴被称为“希格斯微子”。20世纪80年代初，狄莫波斯(S. Dimopoulos)和乔治·坂井伸之(N. Sakai)，将超对称引入大统一理论，建立了超对称SU(5)模型。他们的计算结果表明，超对称的引入推迟了大统一标度： $M_{x,susy} \approx 10^{16}$ GeV，从而延长了所预言的质子寿命： $\tau_p \approx 10^{35}$ 年，得到了与实验数据符合甚好的温伯格角： $\sin^2\theta_w = 0.236 \pm 0.003$ 。顺便指出：1991年，欧洲核子中心(CERN)的阿马尔蒂(U. Amaldi)、德国Karlsruhe大学的德波尔(W. de Boer)和弗尔斯特瑙(H. Fürstenau)用1974年乔治·奎因和温伯格导出强力、弱力和电磁力的强度在 10^{-31} 米处趋向一致的实验数据重新进行了计算，发现这三种力的强度在那样微小的距离尺度上并不完全相同，只有在考虑超对称性，即在考虑超对称伙伴粒子的贡



狄莫波斯



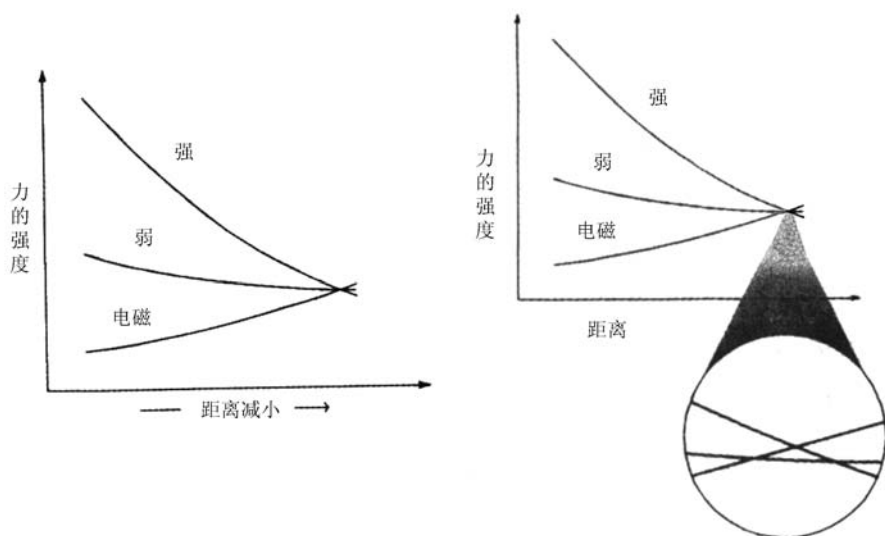
坂井伸之



阿马尔蒂



德波尔



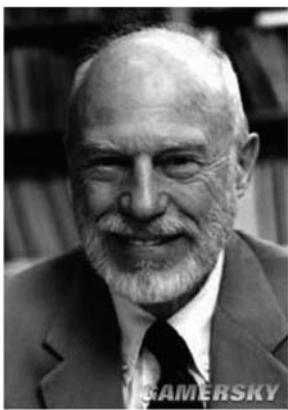
强力、弱力和电磁力的强度随距离的变化

献后，这三种力的强度才真正趋于一致（见上图）。

(2) 超引力理论

在第五讲中介绍标准模型时，我们特别强调，指的是粒子物理标准模型，鉴于在粒子物理中起作用的主要是强力、弱力和电磁力，因此，我们几乎没有提及引力，只是在一个附注中提到实验上至今尚未发现传递引力的引力子，现在我们要谈“走向统一的四种自然力”，不得不把引力包括进来，故而首先要交代一下在爱因斯坦试图统一电磁力与引力未能如愿之后量子引力理论的发展。

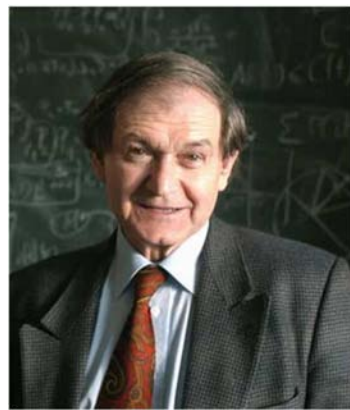
爱因斯坦因坚持“因果决定论”一直无法接受量子力学的统计解释，致使他的统一场论“无疾而终”。1954年，杨振宁和米尔斯提出规范场理论，为自然力的统一开辟了新的途径。随后，在美国普林斯顿高等研究院工作的日本人内山菱友（R. Utiyama, 1916 ~）用规范对称重新解释了爱因斯坦的引力理论。对于内山来



德维特



霍金



彭罗斯

说，引力场无非就是对应于时空平移的规范场，也就是说，如果我们要求时空平移不仅保持整体对称性，而且具有局域对称性，那么就要引进引力场来使平移“规范化”。内山的发现无疑给引力场的量子化带来了新的契机，使许多年轻科学家忙于将广义相对论量子化，以便在广义相对论与量子力学相互协调的框架内建立起一个量子引力理论。第一位认真尝试将量子力

学和引力理论结合在一起的人是德维特（B. DeWitt, 1923 ~ 2004），他在1967年的一篇文章中用传统的量子场论方法研究量子引力，但是，没有取得本质性的进展。其实，早在1962 ~ 1963年间，对引力一直不甚在意的费曼就曾尝试过将引力场量子化，同样没有取得成功。

1970年，霍金（S. W. Hawking, 1942 ~）和彭罗斯（R. Penrose, 1931 ~）证明：广义相对论存在奇性困难，也就是说，只要承认爱因斯坦场方程和其他一些合理条件，时空就必然存在曲率为无穷大的奇点。这种奇点不仅反映不可思议的时空无限弯曲，而且会使因果性受到破坏。于是，有人推测：出现奇性困难的原因在于广义相对论中的引力场是没有量子化

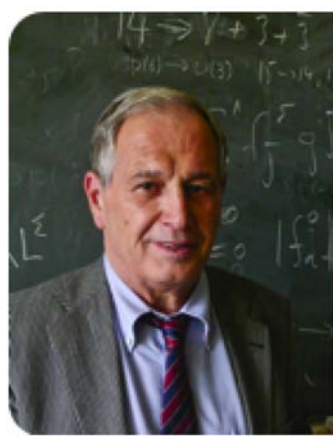
的经典场，只要将其量子化便有可能避免奇性困难。况且，爱因斯坦场方程预言存在的引力波也应该能够量子化，否则，不仅违背波粒二象性，而且与测不准关系相矛盾。20世纪70年代，杨-米尔斯规范场理论在粒子物理学中



弗里德曼



范·纽文豪森



费拉拉

取得了极大成功，这使得“一波三折”的引力场量子化再次热闹起来。1974年，在解决了规范场的重整化之后，荷兰物理学家特霍夫特（G. 't Hooft, 1946~）和他的老师韦尔特曼（M. J. G. Veltman, 1931~）证明了引力和物质在一起的系统是不可重整化的，也就是说，不存在一个可重整化的量子引力理论。

前面提到，把超对称引入引力理论，有可能建立起可以重整化的量子化的超引力理论。这是因为超对称是时空对称性的推广，特别是，重复两次超对称变换等效于一次时空平移变换，因此，超对称的发现自然会让人们想到超引力的存在。1976年，弗里德曼（D. Z. Freedman, 1939~）、范·纽文豪森（P. van Nieuwenhuizen, 1938~）和费拉拉（S. Ferrara, 1945~）在4维时空中构造了超引力，为建立超引力理论奠定了基础。

超引力是通过将超对称性定域化而产生的，所以，超引力理论就是定域超对称理论。前一节谈到的超对称是一种整体对称，空间各点经受相同的超对称变换。将其定域化，就是要求每一点都有自己的超对称变换。正像将带电粒子的相位变换定域化导致引入规范场——电磁场一样，将超对称变换定域化必然导致引入相应的规范场。由于重复超对称变换等效于时空变换，所以在定域超对称性的规范场中包含有定域时空变换的规范场，即自旋为2的引力子场，而超对称变换本身的规范场是一种费米子场，其规范粒子就是引力子的超对称伙伴——自旋为3/2的引力微子。在最简单的超引力理论中，只包含引力子和引力微子。

为了描述物理实际，可以设法引进一些自旋小于3/2的费米子-玻色子两重态，并且规定好它们和引力子-引力微子两重态的相互作用方式；也可以让自旋小于3/2的费米子、玻色子和引力子、引力微子完全对称，相互之间通过超对称变换发生转换。这后一种类型的理论被称为推广的超引力理论。

超引力理论与超对称场论一样，紫外发散比没有超对称要轻得多。超对称的引入，为克服广义相对论量子化中所遇到的发散困难激发起新的期望，一度掀起了超引力研究的热潮。但是，无论超引力的紫外行为多么好，或迟或早仍会遇到发散，这使得人们渐渐对超引力失去兴趣。在超弦理论的第一次革命发生后，研究超引力的狂热便为研究超弦理论取而代之。

① 曼德尔斯坦变量 s 、 t 和 u 与二体散射： $A+B \rightarrow C+D$ 及其交叉过程： $A+\bar{C} \rightarrow \bar{B}+D$ 和 $A+\bar{D} \rightarrow C+\bar{B}$ 中各个粒子的四动量 q_A 、 q_B 、 q_C 、 q_D 之间存在以下关系：

$$\begin{aligned} s &= (q_A + q_B)^2 \\ t &= (q_A - q_B)^2 = (q_C - q_D)^2 \\ u &= (q_A - q_D)^2 = (q_C - q_B)^2 \end{aligned}$$

因此，上述两体过程又被分别称为 s 、 t 和 u 道过程。鉴于 s 、 t 和 u 满足关系式： $s+t+u = m_A^2 + m_B^2 + m_C^2 + m_D^2$ ，它们之中只有两个是独立的，例如 s 和 t ，上述两体过程的散射振幅作为 s 和 t 的函数相对于 s 和 t 的交叉是对称的，或者说，散射振幅的 s 道贡献等于 t 道贡献，这就是交叉对称，李森在他的文章中将其称为 s - t 道对偶。

② 闵可夫斯基引入四维时空来描述爱因斯坦的狭义相对论，并称其为世界，其中的一个点，表示一个事件，称为世界点；任意一条曲线，表示事件的过程，称为世界线。因此，点粒子在四维时空中的运动可用世界线来描述，而弦的运动则要用世界面来描述。