# 从量子理论看激光与普通光的本质区别

邓 飞 帆

（深圳大学应用物理系，深圳 518060）

## 一、关于激光特征的一般说法

大多数讲述激光的书都把相干性好作为激光的特征，而把普通的热光源看作是非相干光．若对某条气体谱线（例如钠的 $D_1$ 线），在离光源很远处，取一个小孔上的光来考虑，则它的相干性也是很好的．但是这显然不是激光．为了表示激光的特征，常常加上一个“强”字，即激光与普通光的区别，除了相干性不同之外，还有强弱上的区别．简言之，这些作者认为，强相干光就是激光．

有人认为用强弱和相干性两个性质来表明激光与普通光的区别显得累赘，不如找出一个独特性质来描述两者的区别，这样更简洁．也有人认为，上述的区别法不够本质．于是出现了另一个颇为流行的说法，即光子简并度高的光就是激光，简并度低的光就是普通光．甚至还有人提出 1 作为界限：光子简并度远大于 1 的就是激光，远小于 1 的就是普通光．

本文作者认为，上述两种说法，作为一定水平上的教学来说，有其可取之处，但是作为一种严格的科学概念，则不大正确，尤其是后一种说法，基本上是不正确的．

## 二、激光不同于通常意义下的相干光

撇开“强”字不谈，先论述一下普通意义下的相干性和激光的相干性不同．仍考虑一个钠灯的 $D_1$ 线．在离灯很远的地方用小孔取出一部分光来．按一般的概念，只要足够远，孔径足够小，这部分光的空间相干性就可以充分地好．至于它的时间相干性，应当由钠线的线宽决定．这种光的相干性，可以表现在用之作杨氏双光源干涉实验上．

问题在于，杨氏双光源干涉实验只表明了光源的一阶相干性，而不能反映光源的高阶相干性．从物理概念上讲，一阶相干性不等于完全的相干性．用小孔选出来的钠光，都是来自大量原子的自发辐射，原子间的相位是互不关联的．但是由于孔径很小，每个原子的光经过小孔后，可以产生干涉条纹．由于光源离得很远，各个原子产生的干涉条纹彼此能精确地重叠，因而形成了可观察的干涉条纹．这就是一阶相干性的实质．有一阶相干性，并不能保证波的位相规则地变化，也就是说并不能保证高阶也是相干的．

从原则上讲，如果有一种办法能测量光波电场强度随时间的变化，则上述相干光由于是大量原子的自发辐射组成，场强多数时间是抵消为零的，中间夹着不为零的起伏．然而，现今并没有能测出光的场强变化的仪器．现有的技术是测量光强随时间的变化．用超快速响应的接收器测普通的、稳定的相干光，得到的是起伏剧烈的强度曲线（见图 1）．它有一个平均强度，这就是通常意义下的“光强”．激光却不然．用超快速响应的器件测一个稳定、单模的激光，

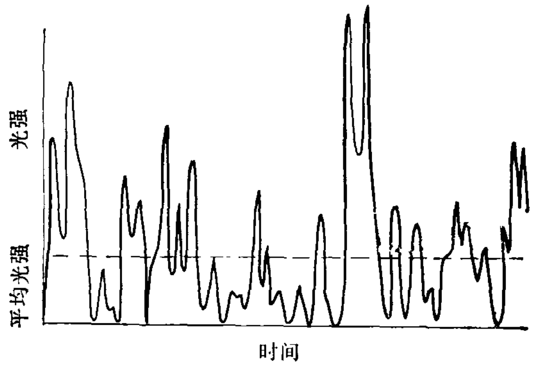


图 1 用快速响应接收器测普通光的光强曲线

它的强度虽也有起伏，但起伏量是很小的(见图2)．可以设想，激光的电场强度基本上是以不变的振幅在作正弦振荡．也就是说，它是一个有确定振幅和规则变化的相位的电磁波．然而，从反映一阶相干性的杨氏干涉实验来看，上述两种类型的光并无区别，只有在高阶相干性上，才能反映出它们是本质上不同类型的光．

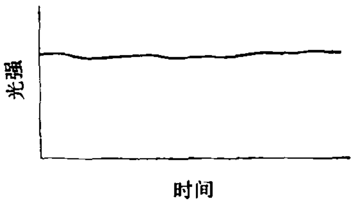

图 2 用快速响应接收器测激光的光强曲线

普通的相干光经过放大，使强度急剧增大以后，是否能变成和激光类似的光呢？不会，后面将会证明，经过线性放大过程，不会改变光的本质，即普通光放大后仍然是普通光，它仍只能有一阶相干性．它的谱宽可能会变窄一些，但它仍具有无规则的幅度和相位的剧烈起伏．

## 三、光子简并度高不能保证相位规则变化

从量子电动力学看，光场就是一些电磁模被激发．每个模除了零点能 $\frac{1}{2}\hbar\omega$ 之外，只能取 $\hbar\omega$ 的整数倍，每一个 $\hbar\omega$ 就称为一个光子．一个模激发到 $n\hbar\omega$ 的态，就说这个模里出现了 $n$ 个光子，或者说这个模的光子简并度为 $n$．但是，光子简并度高的模并不意味着它是一个位相规则变化的正弦振荡．

常常见到这样的说法：在一个模式里的光子是不可区分的．这个说法是对的．问题是应该怎样正确理解这句话．粒子不可区分或粒子全同是统计物理中的概念．把各种激发状态的电磁场进行统计处理，可以引用光子气的模型不同模式中的光子是可以区分的，相应于不同的粒子；同一模式中的光子是不可区分的，相应于全同粒子．当第 $i$ 号模中有 $n_i$ 个光子和第 $j$ 号模中有 $n_j$ 个光子时，我们处理的就是 $n_i$ 个全同粒子和 $n_j$ 个全同粒子的混合体系．全同粒子在进行交换时不构成新的排列，这就是同一模式中光子不可区分的全部内容．

事实上有人持这种观点：同一模式中的光子不可区分，意味着它们的频率一样，传播方向一样以及相位也一样．(还可以把偏振也一样包括在内，但为简单起见，我们可以把偏振不同看作两种不同的模式，从而以后不再涉及偏振问题．)这样就可以顺理成章地得出结论：同一模式中的光子自然是完全相干的．这种看法不对．不妨先指出，在采用上述观点说明相干性时，立即会遇到一个棘手的问题：自发辐射到某个模式中的光子，被看作是噪声，这是为什么？它不是也与该模式中原来的光子一样不可区分吗？

从根本上说，量子理论建立在物质有波粒二象性的基础上．光也有粒子性和波动性两个方面，而且这两个方面是带有排斥性的．当谈及一个光子如何如何时，这就把粒子性提到了主要地位，从而波动性就变得模糊起来，这时根本不能谈什么相位；反过来，当谈及光的相位如何如何时，就把波动性提到了主要地位，它的粒子性就模糊起来．因此，谈一个光子的相位是如何，这句话是没有意义的．既然一个光子的相位无意义，那么“两个光子相位相同”这句话也是无意义的了．下面就从量子理论来进一步说明这一点．

量子电动力学中，电场强度这个量，是用下列算符表示的[1,2]：

$$\hat{E} = i\left(\frac{\hbar\omega}{2\varepsilon_0 V}\right)^{\frac{1}{2}}\left[\hat{a}e^{(-i\omega t+ik\cdot r)} - \hat{a}^{+}e^{(i\omega t-ik\cdot r)}\right], \tag{1}$$

式中 $\hat{a}$ 是消灭算符，$\hat{a}^{+}$ 是产生算符，$V$ 是模体积，其他的符号是众所周知的．在这里，由于只考虑一种偏振的一个模，故模式标号都没有了．对于简并度为 $n$ 的光子态 $|n\rangle$，用上式算电场强度，注意到运算关系

$$\hat{a}|n\rangle = \sqrt{n}\,|n-1\rangle,$$

$$\hat{a}^{+}|n\rangle = \sqrt{n+1}\,|n+1\rangle,$$

以及不同粒子数的态互相正交，可得

$$\langle E\rangle = \langle n|E|n\rangle = 0.$$

这就是说，粒子数本征态其电场期望值恒为零．量子力学中的期望值是一种系综平均．电场是一个振动的量，它的系综平均是零，说明它的位相在系综中是随机分布的，也就是说态$|n\rangle$的电场相位完全不确定．

用一点数学公式，可以作出更普遍的证明．引入粒子数算符 $\hat{n}$ 和相位算符 $\hat{\phi}$，用下列关系作它们的定义：

$$\hat{a} = (\hat{n}+1)^{\frac{1}{2}} e^{i(\hat{\phi}-\omega t+\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{r})}, \tag{2}$$

$$\hat{a}^{+} = e^{-i(\hat{\phi}-\omega t+\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{r})}\cdot(\hat{n}+1)^{\frac{1}{2}}. \tag{3}$$

由此定义可知 $\hat{n} = \hat{a}\hat{a}^{+} - 1$，恰好能代表模中的粒子数，而 $\hat{\phi}$ 反映了电场的瞬时相位．由定义式可得到交换关系：

$$[\hat{n}, e^{i\hat{\phi}}] = -e^{i\hat{\phi}} \neq 0, \tag{4}$$

$$[\hat{n}, e^{-i\hat{\phi}}] = e^{i\hat{\phi}} \neq 0. \tag{5}$$

由上面两式可得

$$[\hat{n}, \cos\hat{\phi}] = -i\sin\hat{\phi}, \tag{6}$$

$$[\hat{n}, \sin\hat{\phi}] = i\cos\hat{\phi}. \tag{7}$$

可见，$\hat{n}$ 与 $\hat{\phi}$ 不可交换，因此就有下列的测不准关系：$\Delta n\cdot\Delta(\cos\phi) \geqslant \frac{1}{2}|\langle\sin\phi\rangle|$，(8)

$$\Delta n\cdot\Delta(\sin\phi) \geqslant \frac{1}{2}|\langle\cos\phi\rangle|. \tag{9}$$

这就是说，粒子数与电场的相位（因而瞬时电场值）不能同时测准． 粒子数完全确定的态（$\Delta n = 0$），电场的相位完全不确定． 反过来，电场相位测准的态，其粒子数则完全不确定．

由上面的讨论可知，说 $n$ 个光子简并在一个模式中若 $n \gg 1$ 就是激光，这种说法是不对的．仅仅知道光子简并度大，不能说明这个模是以规则的相位在振荡．把每个光子想象成正弦振荡，然后把 $n$ 个光子的振荡完全同相地叠加起来，这种模型是不行的．事实上，那样做会立即导致错误：同相的 $n$ 个波叠加，得到的强度不是 $n$ 倍，而是 $n^2$ 倍．

## 四、量子理论对普通光和激光的描述

从量子理论来看，一个电磁场模处于不同的态，就对应着不同性质的光．以下采用粒子数表象来描述这种态，即以 $|0\rangle$，$|1\rangle$，$|2\rangle\cdots|n\rangle\cdots$作为基矢．

普通光是一种热平衡光．光场与原子相互作用达到热平衡，处于$|n\rangle$态的几率符合玻耳兹曼分布，即态的几率随能量 $n\hbar\omega$ 按指数规律减小．以 $P_n$ 表示处于$|n\rangle$态的几率，则归一化以后

$$P_n = \frac{1}{1-\exp(\hbar\omega/kT)}\cdot\exp\left(-\frac{n\hbar\omega}{kT}\right). \tag{10}$$

普通单色光源就是 $P_n|n\rangle$ 这样一系列的态的叠加，但是这种叠加是没有确定位相关系的，因此写不出它的波函数．这就是说，普通光是一个量子力学的混态．

如果采用密度矩阵，则它既描述混态，又可描述纯态．单模热光场的密度矩阵可写作

$$\rho = \sum_n P_n|n\rangle\langle n| = \sum_n \frac{\exp\left(-\frac{n\hbar\omega}{kT}\right)}{1-\exp(\hbar\omega/kT)}|n\rangle\langle n|. \tag{11}$$

这就清楚地表明这种密度矩阵只有对角元，所有非对角元都是零，它是一个完全的混态．

对热光场，电场的期望值可由 $\rho$ 计算出来，它必然是零，即$\langle E\rangle = \mathrm{Tr}(\rho\hat{E}) = 0$．

从经典理论看，激光是一种幅度几乎不变的连续的电磁振荡，在量子理论中它是一种什么样的态呢？ 可以从电场算符 $\hat{E}$ 的表达式作出一些猜想．如果要想使(1)式的 $\hat{E}$ 表达式的期望值是正弦变化，最明显的出路是找算符 $\hat{a}$ 的本征态．设这种本征态用参数 $\alpha$ 表示，则应有

$$\left.\begin{aligned}\hat{a}|\alpha\rangle &= \alpha|\alpha\rangle,\\ \langle\alpha|\hat{a} &= \langle\alpha|\alpha.\end{aligned}\right\} \tag{12}$$

将这种关系代入$\langle E\rangle$的计算式中，果然可以得到一个正弦振荡的电场强度，即

$$\begin{aligned}\langle E\rangle &= \langle\alpha|E|\alpha\rangle\\ &= i\left(\frac{\hbar\omega}{2\varepsilon_0 V}\right)^{\frac{1}{2}}\cdot[\alpha\exp(-i\omega t+i\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{r})\\ &\quad -\alpha^*\exp(i\omega t-i\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{r})\\ &= \left(\frac{\hbar\omega}{2\varepsilon_0 V}\right)^{\frac{1}{2}}\cdot 2|\alpha|\sin(\omega t-\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{r}-\varphi),\end{aligned}$$

(13)

其中$\varphi$是复数$\alpha$的幅角.

通过(12)式,可以找出$|\alpha\rangle$的形式. 在$|n\rangle$表象中,归一化以后,它是

$$|\alpha\rangle = \exp\left(-\frac{1}{2}|\alpha|^2\right)\sum_n \frac{\alpha^n}{(n!)^{\frac{1}{2}}}|n\rangle. \quad (14)$$

这种态在量子理论中称为相干态，最早是薛定谔在谐振子运动中找到的. 可以证明，相干态是满足测不准关系式中等号成立的态，因而是一个最小测不准态. 激光就是很接近相干态的一种量子状态. 它是一个纯态，这一点和热光有明显不同. 处于相干态的光子数统计平均值可以计算出来(也就是光子简并度).

$$\begin{aligned}\bar{n} &= \langle n\rangle = \langle\alpha|\hat{n}|\alpha\rangle \\ &= \exp(-|\alpha|^2)\sum_n \frac{(\alpha^*\cdot\alpha)^n}{n!}\cdot n \\ &= |\alpha|^2.\end{aligned}$$

用密度矩阵表示相干态,则有

$$\rho = |\alpha\rangle\langle\alpha| = \exp(-|\alpha|^2) \cdot\sum_n\sum_m \frac{(\alpha^*)^n(\alpha)^m}{(n!m!)^{\frac{1}{2}}}|n\rangle\langle m|. \quad (15)$$

这个矩阵含有不为零的非对角元. 它的对角元仍然表示该模处于$|n\rangle$状态的几率，也就是模中有$n$个光子的几率$P_n$

$$P_n = \rho_{nn} = \exp(-|\alpha|^2)\cdot\frac{|\alpha|^{2n}}{n!}. \quad (16)$$

这是统计物理中著名的泊松分布，它的性质在许多教科书中都可以找到. 这里只举出最重要的两点: (1)它的极值在$n = |\alpha|^2 = \bar{n}$处;(2)它的均方偏差等于$\bar{n}$, 即(见图3)

$$\Delta n^2 = \langle(n-\bar{n})^2\rangle = \bar{n}. \quad (17)$$

将(17)式的平均值展开，就得到泊松分布的一个重要统计判据:

$$\overline{n^2} - \bar{n}^2 - \bar{n} = 0. \quad (18)$$

对于符合玻耳兹曼分布的热光源，经过计算有

$$\overline{n^2} = \sum_n n^2\cdot P_n = \bar{n} + 2(\bar{n})^2.$$

因此，由此式移项得到的热光源光子数分布的统计判据是 $\overline{n^2} - 2\bar{n}^2 - \bar{n} = 0$. (19)

下面我们将用到(18)和(19)式这两个判据.

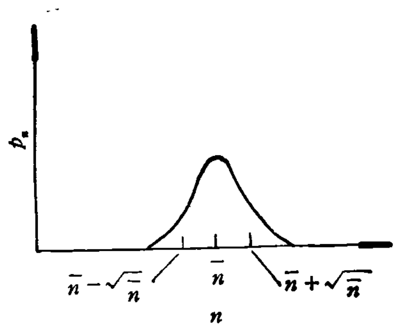


图3 泊松分布的示意图

## 五、受激放大怎样影响光的性质

通常把受激放大看作产生激光的根源，而“激光”这个名词就是指受激辐射光放大器所发的光. 但是受激辐射究竟怎样产生接近相干态的光,这中间还有值得深入探讨的地方.

设想有一束单模光，通过一个二能级原子系统. 设原子系统处于粒子数反转状态，因而它对光有放大作用. 这是一种受激放大. 下面将证明,热光通过受激放大仍然是热光,相干态的光通过受激放大后,有相干态,也有热光.

用密度矩阵表示光场. 它经过二能级原子系统后将发生变化. 用向光束注入高能级原子的模型可以得到$\rho$的运动方程

$$\begin{aligned}\dot{\rho}(t) = &-\frac{A}{2}(\rho aa^+ - a^+\rho a) \\ &-\frac{\omega}{2Q}(\rho a^+a - a\rho a^+) \\ &+\frac{1}{8}B[\rho(aa^+)^2 + 3aa^+\rho aa^+ \\ &- 4a^+\rho aa^+a] + \text{伴随项}, \quad (20)\end{aligned}$$

式中$A$是一个与注入的反转粒子数的流量、原子与场相互作用强弱有关的量，相当于增益系数. $1/Q$是表示光的损耗速率的参量，$B$中含有原子能级的衰减系数，是一个与饱和参量有关的量.

为分析光子统计分布的变化，只要取对角元$\rho_{nn}$来考虑就行了. 作为第一步，可只考虑上式中的二阶项而舍去四阶项，这就得到无饱和效应的线性放大方程.

$$\dot{\rho}_{nn}(t) = -A(n+1)\rho_{nn}$$

$$+An\rho_{n-1,n-1}-\frac{\omega}{Q}n\rho_{nn}$$

$$+\frac{\omega}{Q}(n+1)\rho_{n+1,n+1}. \tag{21}$$

这实际是光子分布的速率方程.

光子统计中的 $\bar{n}$ 和 $\overline{n^2}$ 可表示为

$$\bar{n}=\sum_n n\rho_{nn}, \tag{22}$$

$$\overline{n^2}=\sum_n n^2\rho_{nn}. \tag{23}$$

对时间求导数并化简,可得

$$\frac{d\bar{n}}{dt}=\sum_n n\dot{\rho}_{nn}=\left(A-\frac{\omega}{Q}\right)\bar{n}+A, \tag{24}$$

$$\frac{d\overline{n^2}}{dt}=\sum_n n^2\dot{\rho}_{nn}=2\left(A-\frac{\omega}{Q}\right)\overline{n^2}$$

$$+\left(3A+\frac{\omega}{Q}\right)\bar{n}+A. \tag{25}$$

由(24)式可得

$$\bar{n}=\left(\bar{n}_0+\frac{A}{A-\frac{\omega}{Q}}\right)\exp\left[\left(A-\frac{\omega}{Q}\right)t\right]$$

$$-\frac{A}{A-\omega/Q}, \tag{26}$$

其中 $n_0$ 是 $t=0$ 时的平均光子数. 经过适当的推演之后,可得

$$\overline{n^2}-2\bar{n}^2-\bar{n}=(\overline{n_0^2}-2\bar{n}_0^2-\bar{n}_0)$$

$$\cdot\exp\left[2\left(A-\frac{\omega}{Q}\right)t\right]. \tag{27}$$

如果入射光子统计性质是玻耳兹曼分布的,则按(19)式,$\overline{n_0^2}-2\bar{n}_0^2-\bar{n}_0=0$,由(27)式得出,出射光的光子统计仍有

$$\overline{n^2}-2\bar{n}^2-\bar{n}=0,$$

即表示出射光子仍然服从玻耳兹曼分布. 也就是说,线性受激放大不能改变热光源的统计性质.

如果入射光是激光,则光子服从泊松分布,$\overline{n_0^2}-\bar{n}_0^2-\bar{n}_0=0$. 将(26)式的右边分成两部分,一部分与 $\bar{n}_0$ 成正比,另一部分与 $\bar{n}_0$ 无关,分别用 $\bar{n}_c$ 和 $\bar{n}_i$ 表示这两部分,则

$$\bar{n}_c=\bar{n}_0\exp\left[\left(A-\frac{\omega}{Q}\right)t\right], \tag{28}$$

$$\bar{n}_i=\frac{A}{A-\omega/Q}\left\{\exp\left[\left(A-\frac{\omega}{Q}\right)t\right]-1\right\}. \tag{29}$$

经过运算,可推得

$$\overline{n^2}-2\bar{n}^2-\bar{n}=\bar{n}_c^2 \tag{30}$$

$$\overline{n^2}-\bar{n}^2-\bar{n}=\bar{n}_i^2+2\bar{n}_i\bar{n}_c. \tag{31}$$

可见,出射光既非严格的泊松分布,也非严格的玻耳兹曼分布. 这是因为激光在放大过程中,必有自发辐射造成的热光混入.

如果入射的激光 自发辐射造成的热光强一些,具体说,如果

$$\bar{n}_0>2\frac{A}{A-\frac{\omega}{Q}}, \tag{32}$$

则通过代数运算可以证明 $\bar{n}_c^2>\bar{n}_i^2+2\bar{n}_i\bar{n}_c$. 这就是说,(31)式的右边比(30)式的右边更接近于零,因此出射光主要的是泊松分布.

由上面的分析来看,既然受激放大不改变光的性质,因此靠受激放大自身是不能产生激光的. 因为光场中原先没有激光,靠自发辐射只能得到热光,热光经过受激放大仍是热光. 没有激光作"种子",似乎激光是永远也产生不了的. 这个分析显然与事实不符,因为事实上激光是产生出来了. 理论分析是从被舍去的四阶项中找出路. 经过分析发现,考虑到饱和效应 $B$ 的四阶项以后,玻耳兹曼分布的光子会向泊松分布转变. 因此,饱和效应在产生激光这一过程中的作用是不可忽视的. 由于这一分析的数学运算较繁,就不在这里讨论了.

更进一步说,只分析 $\rho$ 的对角元变化规律,对了解受激放大后的光的性质是不够的. 还应该分析非对角元 $\rho_{nm}$ 在受激放大后的变化. 定量分析这一效应比较困难. 定性地看,虽然输入的热光源的非对角元为零,在经过加激放大后,非对角元将不再为零. 这时,出射光的相干性应当有所增加. 若是输入激光,非对角元本来就不为零,放大以后输出,光的性质没有根本的变化.

用熟知的电信号放大器来类比上述过程是有益的。噪声通过线性放大器之后,出来的仍

是噪声；正弦信号通过线性放大器后，出来的是信号与噪声的叠加．只有当输入信号足够强，输出信号才能压过噪声，否则将被噪声淹没．若把放大器做成反馈式的，则可以产生正弦振荡．仔细分析振荡过程可知，放大器的饱和效应起了作用才在噪声中选出了一个特定的频率、特定的初相振荡起来．这一切都与激光振荡过程很相似．

从量子理论来看，激光对应着一个纯量子态——相干态．它的经典对应物是一种接近正弦的电磁振荡．热光对应着混态，它的经典对应物是相位、振幅都剧烈起伏的电磁振荡．受激放大能改变光场密度矩阵非对角元的性质；而对角元性质的改变（这意味着自发辐射通过受激放大变成激光），必须依靠介质的非线性饱和效应．如果在随机起伏的热光源中取一小段时间的脉冲光，在这段时间内相位和幅度基本稳定（这个时间量级是小于 $10^{-11}$s），则这种光和脉冲激光的区别仅仅是强度上的不同了．事实上，超短脉冲其频率必然要展宽到许多个模，和许多原子在短时间内发的光的叠加性质是一样的．

[1] M. Sargent III 等著，杨顺华、彭放译，激光物理学，科学出版社，(1982).
[2] R. Loudon, The Quantum Theory of Light, Oxford University Press, (1973).

# 《今日物理》发表有关美国物理学界现状的座谈会记录

美国《今日物理》在 1992 年 2 月号上发表了一个座谈会的记录，其标题为《座谈会：沉重压力下的科学》，全文共 18 页．在正文之前有如下一段按语："美国的物理学正在被悖谬所困扰：对物理学领域内更多的人和更广的视界来说，物理学比过去更有活力和更有效益，但是它的实践者却在遭到抛弃．正当广泛的挑战下物理学家应该紧张而且着急地工作的时候，他们却在花费更多的精力去获得开展工作的基金．《今日物理》邀请了八位著名科学家来讨论笼罩着物理学和物理学家的困境．"

杂志上还刊载了座谈会的多幅照片，包括这八位科学家的特写照片，在这些照片旁边突出地报道了他们的关键性意见．

原国家科学基金会主任 E. Bloch 认为："我们没有关于科学的决策机制．这是一种混乱行走(random walk)．我们面临着几乎无法解决的争端和问题，这也就不足为奇了．"

加州国会议员 G. E. Brown Jr 说："人们将会看到超导超级对撞机可能会被撤消．你们会说，这样很好，可以使所有其他项目得到更多的经费，但实际上却不会得到".

密执安大学物理系主任 H. A. Neal 认为："当我国的一流学者处于持久的勉强凑合的境地——先是放弃大学生助理，后又放弃研究生助理，你就会感觉情况不对头．"

麻省理工学院 Lester Wolfe 物理教授 D. Kleppner 说："在我们今天的国家中我看不到面向未来的意识．我们看来得处理当前的紧迫事情，并且为忽视的年代付出代价．相反地，科学是面向未来的．如果这个国家要有前途，科学一定要起重要的作用．"

原 GE 公司研究副经理 R. W. Schmitt 说："物理学界的问题之一是，它经常在物理学开始在商业上或工业上变得重要的时间把项目让给其他学科．所以我认为物理学界本身在相当大的程度上限制了自己在社会上的作用和重要性．"

Bellcore 公司经理 G. H. Heilmeier 说："Bellcore 正在进行研究重点的转移．我们预测信息科学将比物理科学对未来的电信技术有更大的推动作用．这意味着在若干年内我们将把我们的一些重点转移到更靠近信息科学的领域．"

橡树岭国家实验室主任 A. W. Trivelpiece 说："一个时期以来美国的基础性工业研究受到严重挫伤．"

美国科学促进协会主席 L. M. Lederman 认为："我们仍然没有使一般公众信服教育已处于危机状态之中并且很需要对它进行补救．科学更没有提上日程．要使公众信服科学更为困难．"

《今日物理》主编 G. B. Lubkin 女士和高级副主编 I. Goodwin 主持并积极参加了座谈．虽然从座谈会记录全文可以看到，整个会议气氛是低调的，但《今日物理》这种力图使广大公众重视物理学界面临的问题的做法值得借鉴．

（中国科学技术大学　吴自勤）