

高等学校教材

大学物理 (下册)

主编 闫 赫 韩雪英 张 宇

高等教育出版社

高等学校教材

大学物理 (下册)

Daxue Wuli

主编 闫 赫 韩雪英 张 宇

高等教育出版社·北京

内容提要

本书是按照教育部高等学校物理学与天文学教学指导委员会编制的《理工科类大学物理课程教学基本要求》(2010年版),结合作者多年的教学实践经验编写而成的。全书分为上下两册,上册主要内容为质点运动学、质点运动定律与守恒定律、刚体的定轴转动、机械振动、机械波、气体动理论、热力学基础、狭义相对论、量子物理基础;下册主要内容为光的干涉、光的衍射、光的偏振、真空中的静电场、静电场中的导体和电介质、恒定磁场、电磁感应、电磁场和电磁波、近代物理的应用。本书思路清晰、简明扼要,理论与实际结合紧密,着重物理思想和物理图像,内容通俗易懂且不乏趣味。

本书可作为高等学校理工科专业的大学物理课程教材,也可供高职高专相关专业师生参考。

图书在版编目(CIP)数据

大学物理.下册/闫赫,韩雪英,张宇主编.--北京:高等教育出版社,2016.3
ISBN 978-7-04-044609-8

I. ①大… II. ①闫… ②韩… ③张… III. ①物理学—高等学校—教材 IV. ①O4

中国版本图书馆 CIP 数据核字 (2015) 第 320214 号

策划编辑	马天魁	责任编辑	马天魁	封面设计	赵 阳	版式设计	赵 阳
插图绘制	杜晓丹	责任校对	张小镝	责任印制	耿 轩		

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 北京市大天乐投资管理有限公司

开 本 787mm×1092mm 1/16
印 张 21.75
字 数 390 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.hepmall.com.cn>
<http://www.hepmall.com>
<http://www.hepmall.cn>
版 次 2016 年 3 月第 1 版
印 次 2016 年 3 月第 1 次印刷
定 价 37.80 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 44609-00



第 5 部分 光学.....001

第 10 章 光的干涉.....005

10.1 相干光源.....005

10.2 光程与光程差.....006

10.3 双缝干涉.....008

10.4 薄膜干涉 增透膜及增反膜.....012

10.5 等厚干涉.....014

思考题.....019

习题.....020

第 11 章 光的衍射.....027

11.1 惠更斯 - 菲涅耳原理.....027

11.2 单缝衍射.....028

11.3 圆孔衍射 光学仪器分辨率.....032

11.4 光栅衍射.....034

思考题.....038

习题.....038

第 12 章 光的偏振.....042

12.1 自然光和偏振光.....042

12.2 马吕斯定律	044
12.3 布儒斯特定律	047
*12.4 光的双折射	049
*12.5 偏振光的干涉	051
*12.6 近、现代光学	055
思考题	061
习题	062

第 6 部分 电磁学 065

第 13 章 真空中的静电场	069
13.1 电荷	070
13.2 库仑定律	072
13.3 电场强度	076
13.4 电场强度通量 高斯定理	085
13.5 静电场的环路定理 电势能	096
13.6 电势	099
*13.7 电势和电场强度的关系	104
*13.8 电偶极子	107
思考题	110
习题	111

第 14 章 静电场中的导体和电介质	118
14.1 导体与电介质的介绍	118
14.2 静电场中的导体	120
14.3 电容	130
14.4 静电场中的电介质	136
14.5 电位移 有电介质时的高斯定理	143
14.6 静电场的能量 能量密度	149
*14.7 大气电学	156
思考题	160

习题	161
第 15 章 恒定磁场	168
15.1 磁场 磁感应强度	168
15.2 毕奥 - 萨伐尔定律	173
15.3 磁场的高斯定理	179
15.4 安培环路定理	183
* 15.5 磁矢势与 A-B 效应	191
15.6 磁场对电流的作用	195
* 15.7 生物磁学	212
思考题	215
习题	216
第 16 章 电磁感应	226
16.1 电磁感应定律	227
16.2 动生电动势和感生电动势	237
16.3 自感和互感	251
16.4 磁场的能量 磁场能量密度	257
思考题	261
习题	263
第 17 章 电磁场和电磁波	269
17.1 麦克斯韦电磁场理论	269
17.2 电磁波	272
思考题	279
习题	279
第 7 部分 近代物理应用	285
第 18 章 近代物理的应用	287
18.1 激光	287

18.2	固体的能带理论	293
18.3	导体、绝缘体和半导体的能带论	295
18.4	超导	301
18.5	半导体的基本知识	322

习题参考答案	337
--------	-----

Part 5

第 5 部分 光学

光是一种重要的自然现象。我们所以能够看到客观世界中斑驳陆离、瞬息万变的景象，是因为眼睛接收物体发射、反射或散射的光。据统计，人类感官收到外部世界的总信息量中，至少有 90% 以上通过眼睛，由于光与人类生活和社会实践的密切联系，光学也和天文学、几何学、力学一样，是一门最早发展起来的学科。然而，在很长一段历史时期里，人类的光学知识仅限于一些现象和简单规律的描述。对光的本性的深入探讨，应该说是从 17 世纪开始的，当时有两个学说并立。一方面，以牛顿为代表的一些人提出了微粒理论，认为光是按照惯性定律沿直线飞行的微粒流。这学说直接说明了光的直线传播定律，并能对光的反射和折射作一定的解释。但是，用微粒说研究光的折射定律时，得出了光在水中的速度比空气中大的错误结论。不过这一点在当时的科学技术条件下还不能通过实验测定来鉴别。光的微粒理论差不多统治了 17、18 两个世纪。另一方面，和牛顿同时代的惠更斯提出了光的波动理论，认为光是在一种特殊弹性介质中传播的机械波。这理论也解释了光的反射和折射等现象，然而惠更斯认为光是纵波，他的理论是很不完善的。19 世纪初，托马斯·杨和菲涅耳等人的实验和理论工作，把光的波动理论大大向前推进，解释了光的干涉、衍射现象，初步测定了光的波长，并根据光的偏振现象确认光是

横波。根据光的波动理论研究光的折射，得出的结论是光在水中的速度应小于在空气中的速度，这一点在 1862 年为傅科的实验所证实。因此，到 19 世纪中叶，光的波动说战胜了微粒说，在比较坚实的基础上确立起来。

惠更斯 - 菲涅耳旧波动理论的弱点和微粒理论一样，在于它们都带有机械论的色彩，把光现象看成某种机械运动过程。认为光是一种弹性波，就必须臆想一种特殊的弹性介质（历史上叫做“以太”）充满空间。为了不与观测事实抵触，还必须赋予以太极其矛盾的属性：密度极小和弹性模量极大。这不仅在实验上无法得到证实，理论上也显得荒唐。重要的突破发生在 19 世纪 60 年代，麦克斯韦在前人的基础上，建立起他著名的电磁理论。这个理论预言了电磁波的存在，并指出电磁波的速度与光速相同。因此麦克斯韦确信光是一种电磁现象，即波长较短的电磁波。1888 年赫兹实验发现了波长较长的电磁波——无线电波，它有反射、折射、干涉、衍射等与光波类似的性质。后来的实践又证明，红外线、紫外线和 X 射线等也都是电磁波，它们彼此的区别只是波长不同而已，光的电磁理论以大量无可辩驳的事实赢得了普遍的公认。

以上是经典物理学中光的微粒说与波动说之争的简短回顾，其中讨论的主要是光的传播，很少涉及光的发射和吸收。那时期光和物质的相互作用问题还没有怎么研究过，许多现象尚未发现。

19 世纪末、20 世纪初是物理学发生伟大革命的时代。从牛顿力学到麦克斯韦的电磁理论，经典物理学形成了一套严整的理论体系。当时绝大部分物理学家深信，物理学中各种基本问题在原则上都已得到完美的解决，它的理论体系囊括了一切物理现象的基本规律，剩下的似乎只是解微分方程和具体应用的问题了。然而，正当人们欢庆这宏伟的经典物理学大厦落成的时候，一个个使经典物理学理论陷入窘境的惊人发现接踵而来。1887 年迈克耳孙和莫雷利用光的干涉效应，试图探测地球在“以太”中的绝对运动。他们得到否定的结果，从而动摇了作为光波（电磁波）载体的“以太”假说，以“静止以太”为背景的绝对时空观遇到了根本困难。随后瑞利和金斯根据经典统计力学和电磁波理论，导出黑体辐射公式，该公式要求辐射能量随频率的增大而趋于无穷。当时物理学界的权威开耳芬爵士把光以太和能均分定理的困难比喻作笼罩在物理学晴朗天空中的两朵乌云。从后来物理学

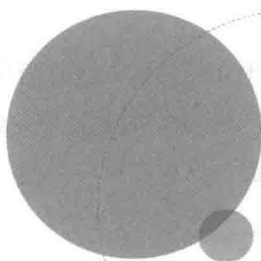
的发展看来这两朵“乌云”正预示着近代物理学两个革命性的重大理论——相对论和量子论的诞生。有趣的是，这两个问题恰好都与光学有关。

现在让我们回到光的本性问题上来。为了解决黑体辐射理论的矛盾，1900年普朗克提出了量子假说，认为各种频率的电磁波（包括光），只能像微粒似的以一定最小份额的能量发生（它称为能量子，正比于频率），这是一个光的发射问题。另一个显示光的微粒性的重要发现是光电效应，即光照射在金属表面上可使电子逸出，逸出电子的能量与光的强度无关，但与光的频率有关这是一个光的吸收问题。1905年爱因斯坦发展了光的量子理论，成功地解释了这个效应。光究竟是微粒还是波动？这个古老的争论重新摆在了我们的面前。

其实，“粒子”和“波动”都是经典物理的概念。近代科学实践证明，光是个十分复杂的客体。对于它的本性问题，只能用它所表现的性质和规律来回答：光的某些方面的行为像经典的“波动”，另一些方面的行为却像经典的“粒子”，这就是所谓“光的波粒二象性”。任何经典的概念都不能完全概括光的本性。

光学是研究光的本质、光的传播和光与物质相互作用等规律的学科。其内容通常分为几何光学、波动光学和量子光学三部分。以光的直线传播为基础，研究光在介质中传播规律的光学称为几何光学；以光的波动性为基础，研究光的传播及规律的光学称为波动光学；以光的粒子性为基础，研究光与物质相互作用规律的光学称为量子光学。

本书着重介绍的是以光的波动性为基础，研究光的传播及规律的波动光学，其内容包括光的干涉、衍射和偏振。



10.1 相干光源

10.1.1 发光机制

能发射光的物体叫做光源。大量分子和原子在外部能量的激发下处于高能量的激发态，当它从激发态返回到较低能量态时，就把多余的能量以光波的形式辐射出来，这便发出了光。这种能量跃迁过程是间歇性的，时间极短，大约只有 $10^{-8} \sim 10^{-10}$ s。可见此光波是一段频率一定、振动方向一定、有限长的波列，通常称为光波列。

10.1.2 相干光源

在讨论机械波时已经指出，两列波相遇发生干涉现象的条件是：振动频率相同、振动方向相同和相差恒定。在光学中，实验证明两个独立的同频率的单色普通光源（如钠光灯）发出的光相遇时不能得到干涉图样。因此实现光的干涉，必须创造一定的条件。

我们知道，普通光源发出的光是由光源中各个分子或原子发出的波列组成的，而这些波列之间没有固定的相位联系，如图 10-1 所示。因此，来自两个独立光源的光波，即使频率相同、振动方向相同，它们的相位差也不可能保持恒定，因而不可能得到干涉现象。同一光源的两个不同部分发出的光，也不满足相干条件，因此也不是相干光。只有从同一光源的同一部分发出的光，通过某些装置分束后，才能

获得相干光。

获得相干光的具体方法有两种：分波阵面法和分振幅法。前者是同一波阵面上的不同部分产生的次级波相干，如下面讨论的杨氏双缝干涉；后者是利用光在透明介质薄膜表面的反射和折射将同一光束分割成振幅较小的两束相干光，如后面介绍的薄膜干涉。

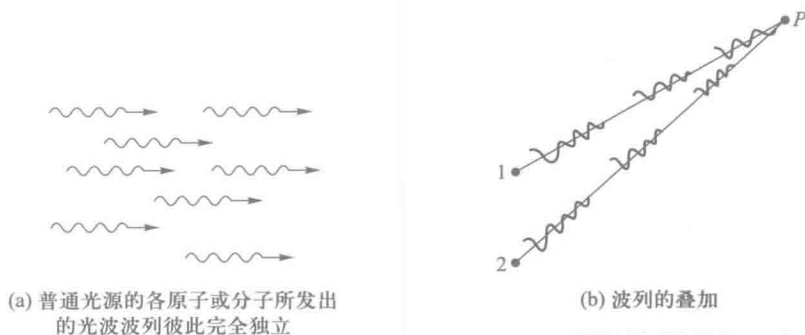


图 10-1 波列

这里，我们所谈到的光的干涉现象，乃是一种理想情况下的干涉，即对光源线度为无限小、波列为无限长的单色光而言的，实际上，光源总是有一定的大小，它将对光的相干性产生影响，主要表现在干涉图样明暗对比的清晰程度被削弱。这就是说，光源的线度应受到一定的限制，才能使发出的光获得较好的相干性。其次，由于光源中的分子或原子每次发光的持续时间 Δt 很短，而且先后各次发出的光波波列，其振动方向和相位又不尽相同，故而采取了上述的分波阵面法或分振幅法，才能够将同一次发出的光分成两个相干的波列。显然，这两个波列到达空间某点的时间差不能大于一次发光的持续时间 Δt ，否则在该点相遇点的两个波列，就不可能是从同一次发出的光波中分出来的，因而不能满足光波的相干条件。显然， Δt 愈长，光的相干性就愈好。因此，我们在考察光的相干性时，严格地说，应考虑到上述影响。有时可通过适当的装置来消除这些影响，以获得好的相干性。幸而，当前有了激光光源，它与普通光源相比，具有亮度高、方向性好、相干性强的特点，这就为实现光的干涉提供了充分的条件。

10.2 光程与光程差

在前面的讨论中，两束相干光都是在同一种介质中传播的，所以只要计算出两

相干光到达相遇点的几何路程差就可以计算出它们的相位差。但是,当两束光通过不同的介质时,例如光通过空气射入薄膜时,两相干光的相位差就不能简单地由路程差来决定。为此,需要介绍光程与光程差的概念。

单色光的频率不论在任何介质中都不会发生变化。因此由波速、波长与频率的关系式可知,若光在真空中的波速为 c ,则真空中的波长为 $\lambda = \frac{c}{\nu}$ 。而光在介质中传播的波速为 $u = \frac{c}{n}$,所以光在介质中的波长为 $\lambda_n = \frac{u}{\nu} = \frac{c}{n\nu} = \frac{\lambda}{n}$ 。这表明介质中的光波波长是其在真空中波长的 $\frac{1}{n}$ 。由于光每传播一个波长的距离其相位就变化 2π ,所以当光分别在介质和真空中传播相同的几何路程时,其相位的变化并不相同。这就造成了我们不能再几何路程差的计算来代替相位差的计算,为了解决这一问题,现引入光程与光程差的概念。

如图 10-2 所示,假设从同相位的两相干光源 S_1 和 S_2 发出两相干光分别在折射率为 n_1 和 n_2 的介质中传播。相遇点 P 与光源 S_1 和 S_2 的距离分别为 r_1 和 r_2 ,则在点 P 两束光的相位差为

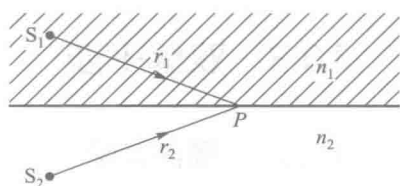


图 10-2 两相干光在不同介质中的传播

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi r_2}{\lambda_{n_2}} - \frac{2\pi r_1}{\lambda_{n_1}} = \frac{2\pi}{\lambda} (n_2 r_2 - n_1 r_1) \quad (10-1)$$

上式表明,相位差与几何路程和所经历的介质的折射率有关。我们把光在某种介质中经历的几何路程与该介质的折射率的乘积 nr 称为光程。当光先后经历几种介质时,其总光程为

$$\text{光程} = \sum n_i r_i \quad (10-2)$$

光程实际上是光在介质中经历相同时间间隔在真空中传播的距离。通过光程概念的引入,我们可以把两束光在两种不同介质中的传播,转化为其在同一种介质——真空中传播的路程差。这样一来,我们原来得到的路程差与相位差的关系就可以重新使用了。我们把两束光分别在两种介质中传播的光程的差值称为光程差。如图 10-2 所示,两束光的光程差为

$$\delta = n_2 r_2 - n_1 r_1$$

则其相位差为

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \delta \quad (10-3)$$

这样,对于两同相的相干光源发出的两束相干光,其干涉条纹的明暗条件可由光程差 δ 决定,即

$$\delta = \begin{cases} \pm k\lambda & (k=0, 1, 2, \dots \text{加强(明)}) \\ \pm(2k+1)\frac{\lambda}{2} & (k=0, 1, 2, \dots \text{减弱(暗)}) \end{cases} \quad (10-4)$$

在进行光学实验时,经常要使用到透镜。不同的光线通过透镜可改变传播方向,那么会不会引起附加的光程差呢?

实验告诉我们,薄透镜不会引起附加的光程差。

10.3 双缝干涉

10.3.1 杨氏实验

托马斯·杨在 1802 年首先用实验方法研究了光的干涉现象。他首先使太阳光通过一个针孔,然后再通过离这针孔一段距离的两个针孔,于是在两针孔后面的屏幕上得到干涉图样。他继而发现,用相互平行的狭缝代替针孔,会得到更加明亮的干涉条纹。这些干涉实验统称为杨氏干涉实验。杨氏干涉实验的成功,为光的波动理论确定了实验基础。

杨氏双缝实验装置如图 10-3(a) 所示。在普通单色光源后放置一狭缝 S , 相当于一个线光源。 S 后又放置一与 S 平行且等间距的两平行狭缝 S_1 和 S_2 , 两缝之间的距离很小。这时 S_1 和 S_2 构成一对相干光源,从 S_1 和 S_2 发出的光波在空间叠加,产生干涉现象。如果在双缝后放置一屏幕,将出现一系列稳定的明暗相间的条纹,称为干涉条纹。这些条纹都与狭缝平行,条纹间的距离彼此相等,如图 10-3(b) 所示。

在实验中,由光源 S 发出的光的波阵面同时到达 S_1 和 S_2 , 通过 S_1 和 S_2 将发生衍射现象, S_1 和 S_2 就成为两个新的波源,这两个新波源发出的光满足相干光的条件。由于 S_1 和 S_2 是从 S 发出的波阵面上取出的两部分,所以把这种获得相干光的方法称为分波阵面法。

现在对屏幕上干涉条纹的位置作定量分析。如图 10-4 所示,设相干光源 S_1 和 S_2 之间的距离为 d , 其中点为 M , 到屏幕的距离为 D 。在屏幕上任意一点 P , P 距 S_1 和 S_2 的距离分别为 r_1 和 r_2 。从 S_1 与 S_2 发出的光到达点 P 的光程差为

$$\delta = r_2 - r_1$$

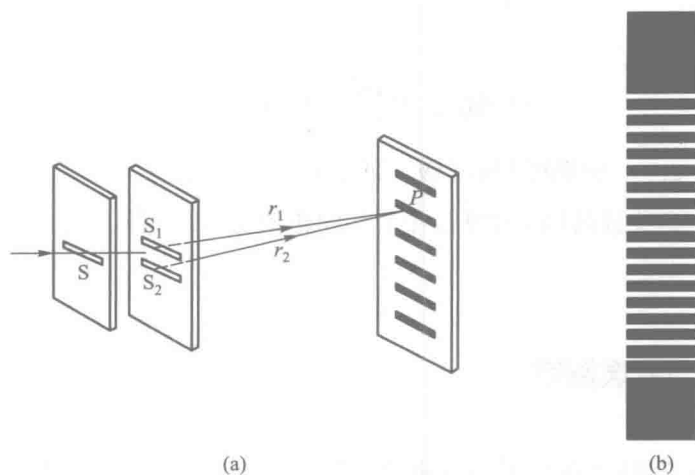


图 10-3 杨氏双缝干涉

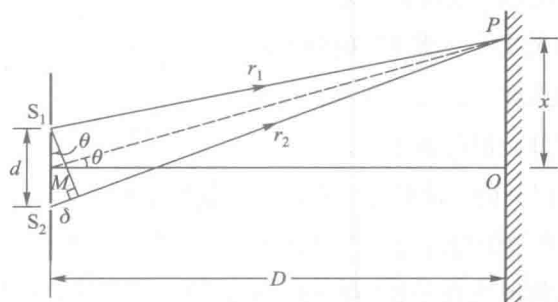


图 10-4 双缝干涉条纹计算

设点 P 到屏幕对称中心 O 的距离为 x , θ 是 PM 和 MO 之间的夹角。为了能看到干涉条纹, 在通常的观测条件下要求 $D \gg d$, $D \gg x$, 即 θ 角很小。因此有 $\sin \theta \approx \tan \theta$, 所以

$$\delta = r_2 - r_1 \approx d \sin \theta \approx d \tan \theta = \frac{xd}{D}$$

从波动理论可知:

如果 $\delta = \frac{xd}{D} = \pm k\lambda$, 点 P 处为明条纹, 即各级明条纹中心距点 O 距离为

$$x = \pm k \frac{D}{d} \lambda \quad (k = 0, 1, 2, \dots) \quad (10-5a)$$

对应于 $k = 0$, 称为零级明条纹或中央明条纹。对应于 $k = 1, 2, \dots$, 分别称为第 1 级、第 2 级、……明条纹。

如果 $\delta = \frac{xd}{D} = \pm (2k-1) \frac{\lambda}{2}$, 点 P 处为暗条纹, 即各级暗条纹中心距点 O 距

离为

$$x = \pm(2k-1)\frac{D\lambda}{2d} \quad (k=1, 2, \dots) \quad (10-5b)$$

对应于 $k=1, 2, \dots$ ，分别称为第 1 级、第 2 级、……暗条纹。

两相邻明条纹或两相邻暗条纹中心的间距均为 $\Delta x = \frac{D\lambda}{d}$ ，所以干涉条纹是等间距分布的。

10.3.2 劳埃德镜

劳埃德于 1834 年提出了一种更简单的获得干涉现象的装置。如图 10-5 所示，MN 是一块平玻璃板，用作反射镜， S_1 是一线光源。从光源发出的光波，一部分掠射到平玻璃板上，经反射到达屏上；另一部分直接照射到屏上。这两部分光也是相干光，它们同

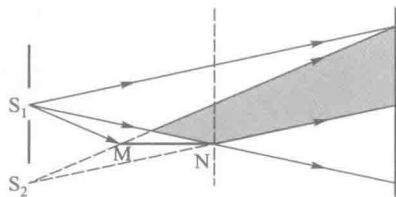


图 10-5 劳埃镜装置示意图

样是由分波阵面法得到的。反射光可看成是由虚光源 S_2 发出的。 S_1 和 S_2 构成一对相干光源，对干涉条纹的分析与杨氏双缝相似。图中阴影部分为相干区域。

实验证明，当将屏放在平玻璃板的一端 N 处时， N 处并没有出现明条纹，而是出现了暗条纹，这说明反射光出现了相位 π 的跃变。当光从波疏介质（波速高，折射率小）射到波密介质（波速低，折射率大）时，在掠射（入射角 $i \approx 90^\circ$ ）或正入射（入射角 $i \approx 0^\circ$ ）的情况下，反射光的相位较入射光的相位发生 π 的突变，称为“半波损失”。

例 10-1 用单色光照射相距 0.4 mm 的双缝，缝屏间距为 1 m 。（1）从第 1 级明条纹到同侧第 5 级明条纹的距离为 6 mm ，求此单色光的波长；（2）若入射单色光波长为 400 nm 的紫光，求相邻两条纹的间距；（3）上述两种单色光同时照射时，求两种波长的明条纹第一次重合在屏上的位置，以及这两种波长的光从双缝到该位置的光程差。

解 （1）由双缝干涉明条纹公式可得

$$\Delta x_{1-5} = x_5 - x_1 = \frac{D}{d}(k_5 - k_1)\lambda$$

得

$$\lambda = \frac{d}{D} \frac{\Delta x_{1-5}}{(k_5 - k_1)} = \frac{4 \times 10^{-4} \times 6 \times 10^{-3}}{1 \times (5-1)} \text{ m} = 6.0 \times 10^{-7} \text{ m}$$