

气体与真空中的 电现象

上册

И. А. 卡普卓夫著

高等教育出版社

本書系根据苏联国立技术理論書籍出版社(Государственное издательство технико-теоретической литературы) 1950 年出版的 Н. А. 卡普卓夫(Капцов)著“ Δ 气体与真空中的电現象”(Электрические явления в газах и вакууме)第二版譯出的,可供气体与真空中电現象有关的工业部門(特别是电真空器件工业)的工程技术工作者、科学研究工作者及高等学校相应专业的高年級学生参考之用,可作为学习电子学或气体中电現象这类課程的教学参考書。

本書論述气体中及高真空中的各种电子及离子現象,但以气体中所出現的为主。全書共分二十四章:首先簡單介紹气体放电的一般概念及真空技术(第一和第二章)。其次較詳細地討論各种电子發射的問題(第三章至第五章)。第六章起至第廿三章止均屬气体放电現象領域;先論述气体放电的基本过程(第六至第十章)、气体放电的輻射(第十一章)及气体放电的分类(第十二章),然后分專章研究各类气体放电的現象、屬性及理論(第十三章至第二十一章),最后就放电中的化学反应、气体放电及电子学在工程技术上的应用作了簡述(第二十二和第二十三章)。第二十四章附录中,列举了研究及实际使用气体放电时所需用的公式和数据。

中譯本分上下两册出版。上册包括第一至第十一章,下册包括第十二至二十四章。

原書末附有参考書籍 2524 本,对于进一步鑽研本課程来說是很有参考价值的。但考虑到需使用这些参考書籍的讀者还不够普遍,且原書在国内也不难找到,为了节约紙張和減輕讀者負担起見,決定在譯本中不将参考書籍刊出。

本書由南京工学院无綫电系工业电子学教研組同人集体翻譯:第一章系陈星弼、刘盛綱合譯,第二章系刘树杞、刘盛綱合譯,第三章系陈星弼譯,第四章、第五章、第十章、第十二章及第十八章系王子儀譯,第六章、第七章、第八章、第九章及第二十章系魏先任譯,第十三章及第二十三章系郭乃健譯,第十四章、第十五章、第十六章及第二十一章系閔詠川譯,第十七章系徐淦卿譯,第十一章、第十九章、第二十二章、第二十四章及序系馬鳳祥譯;并由魏先任、閔詠川、馬鳳祥担任总校訂。

气体与真空中的电現象

上册

Н. А. 卡普卓夫著

南京工学院无綫电系工业电子学教研組譯

高等教育出版社出版 北京宣武門內承恩寺 7 号

(北京市书刊出版业营业許可証出字第 064 号)

上海大东集成联合印刷厂印刷 新华书店发行

統一書号 15010·698 开本 850×1168 1/32 印張 12 3/16 插頁 1
字數 296,000 印數 1—1,800 定价(10) 1.80

1958 年 9 月第 1 版 1958 年 9 月上海第 1 次印刷

序

在“气体和真空中的电现象”一書第二版的准备中,对“高频放电”这一章的修改最多,因为近年来这一領域在实验方面和理論方面都获得了显著的进展。在新版中,这一章放在火花放电和电量放电等章的后面,因为只有学习了其他放电类型,才能对高频放电得到准确的概念。在其余各章中,也尽可能根据最新的資料作了补充。属于这方面的有:氧化物陰極,高气压下放电的輻射(連續光譜),借冷陰極在高真空中的放电,流光击穿理論以及一些其他較小的补充和修正。对俄国和苏联学者著作的参考和引証也有所添增。文献目录补充了最新作品的一些索引,当然,也同前一版那样,远沒有包括全部文献。气体和高真空中的放电在工程上的应用已非常广泛,以致对其中每一門类比較完整的叙述,都需要单独一本書,而对某些門类,则需要和本書同样篇幅的一本書。这样的書在某些場合中是有的。因此作者認為必須把第二十三章大大地簡縮,并且在工程应用方面只限于簡略地指出主要問題和引証为数不多的文献。

作者借此机会,向 Г. С. 桑采夫 (Солнцев) 和 А. С. 阿尼开耶夫 (Аникеев) 对本書的付印和校审中所給予的帮助致以深深的感謝。

Н. 卡普卓夫

1950年7月

第一版序

本書原来是计划作为“真空和稀薄气体中的物理现象”一書的第三版的。然而在修改和增訂后，它的面貌已变得使先前的書名不能准确地反映該書的內容了，因而不得不改变書名。同先前的相比較，講述电子学和放电的各章节已大大加以扩充，其中不但講到稀薄气体中的放电，而且还講到高压强下和超高压强下的放电。同时，所有其中叙述真空技术的章节，都已大大縮簡，在新書中只組成第二章的一部分，用以講述电子学和气体放电範圍內的实验方法。以前包括气体分子运动論簡述的第二章，業已完全略去；仅仅把必要的公式列举在附录(第二十四章)中。

作者認為这样做是合理的，因为現在在真空技术方面已有了相当多的書籍[如 1946 年初問世的 A. A. 伊凡諾夫 (ИВАНОВ) 著的“电真空工艺学”很完备地包括这方面的內容]。至于气体分子运动論的基础，几乎在所有的物理学課程中都可以遇到。

書中各章次序已有变更。对于各种基本过程都分別予以詳述。至于在安排論述气体放电各章的順序时，则是根据各种放电类型按照其中發生的基本过程的分类和最近精煉过的放电理論的。書中所包括的一些放电現象已加以扩大。叙述火花放电的現代理論时，加进了閃电过程的簡短描述和解釋。关于高压强下和超高压强下的放电、关于大气中的电現象和关于气体放电中的化学反应等都包括在各章中。在第二十三章中总論了电子学和气体放电在工程上应用。在第二十四章的附录中收集了一些在气体放电領域內的研究工作中和实际工作中有用的数据。文献目录已大

为扩充,但是还說不上很完备。

对于作者教研組的同事們和这一版著述时在科学交流及討論中有力地帮助作者的一切人們,以及在評論本書手稿中提出許多宝贵意見的 В. Л. 格拉諾夫斯基 (Грановский), 作者都致以深切的感謝。作者以沉痛的心情怀念陣亡在衛国战争前綫上的自己最亲近的同事 С. К. 莫拉辽夫 (Моралёв) 副教授, 他收集了本書第八章的材料, 并且写下了这一章的最初扩充方案。

И. 卡普卓夫

1945 年 11 月于 МОИП 物理科学研究所

上册目录

序

第一版序

第一章 緒論	1
§ 1. 电流的通过气体	1
§ 2. 簡史概述	13
第二章 研究气体放电与高真空中电子及离子現象的實驗方法。研究 气体放电的基本方法	19
§ 1. 抽气及器具的除气	19
§ 2. 气体压强的測定	35
§ 3. 放电管的老煉与硬化	48
§ 4. 放电管的充气	49
§ 5. 研究气体放电現象的基本方法	53
第三章 热电子發射和自动电子發射(冷發射)	65
§ 1. 热电子發射	65
§ 2. 里查孙第一公式	69
§ 3. 里查孙-道舒曼公式	72
§ 4. 根据費密速度分布与波动力学的热电子發射公式的推导	74
§ 5. 發射公式的實驗驗証与逸出功 ϕ 及常数 A 的測定	82
§ 6. 两种金屬間的接触电位差与它們的逸出功的关系	85
§ 7. 蕭脱基理論。逸出功与外电場的关系	88
§ 8. 冷發射(自动电子發射)	92
§ 9. 热电子發射时金屬外部电子流的速度分布	95
§ 10. 單分子層的發射。含鈦陰極、碳化陰極和含銀陰極	96
§ 11. 氧化物陰極	102
§ 12. 正离子發射	109
§ 13. 散粒效应	110

第四章 外光电效应	117
§ 1. 定义和历史概述	117
§ 2. 光电效应定律。光谱特性和伏安特性。光电效应的時間过程	119
§ 3. 测定光电子速度分布和光电效应閾的方法	122
§ 4. 金属表面的外来物质薄膜对光电效应的影响	130
§ 5. 选择性光电效应	132
§ 6. 温度对光电效应的影响。用否勒和裘勃立希法决定光电效应閾 ν_0	135
§ 7. 光电效应的理論	142
§ 8. 复合陰極的光电效应	152
§ 9. 鎘鈹陰極	161
第五章 二次电子發射	164
§ 1. 二次电子	164
§ 2. 电子作用下的二次电子發射	164
§ 3. 二次电子發射的理論	170
§ 4. 复合陰極的二次电子發射。馬耳脫效应	173
§ 5. 在正离子、受激原子和中性原子作用下陰極的二次电子發射	177
第六章 第一类及第二类非彈性碰撞时气体粒子的电离和激發	183
§ 1. 电子和气体粒子發生第一类非彈性碰撞时的电离和激發	183
§ 2. 激發几率(激發函数)。电离几率(电离函数)	193
§ 3. 原子在激發状态中的滯留時間。逐級电离和激發。諧振輻射的扩散。亞穩状态	197
§ 4. 第二类非彈性碰撞	202
§ 5. 正离子与气体粒子碰撞时的电离	207
第七章 气体粒子吸收輻射量子时的电离和激發。热电离和热激發。	
气体中其他电离和激發过程	211
§ 1. 气体的容积光电离	211
§ 2. 热电离和热激發	219
§ 3. X射綫的电离作用	223
§ 4. 放射性輻射的电离作用	225
§ 5. 剩余电离。宇宙射綫的作用	228
第八章 負离子的形成和破坏。放电时帶电粒子的复合	231
§ 1. 負离子的結構及其稳定性	231
§ 2. 形成負离子的方式	234

§ 3. 研究电子与分子結合的实验方法	236
§ 4. 負离子的破坏	239
§ 5. 帶电粒子的复合	240
第九章 电子和离子在气体中的运动	248
§ 1. 帶电粒子在气体中的热騷动. 扩散	248
§ 2. 存在外电場时, 气体中帶电粒子运动的特性. 电子和离子的迁移率	250
§ 3. 决定离子及电子迁移率的实验方法	252
§ 4. 离子迁移率及电子迁移率的理論	259
§ 5. 电子在气体中运动时所表现的波动性質: 电子的不均匀散射, 电子速度对其自由程关系的效应	268
第十章 气体放电中的空間电荷及其作用. 探極法	274
§ 1. 电流通过高真空时的伏安特性	274
§ 2. 空間电荷在气体放电中的作用	285
§ 3. 表面电荷在放电中的作用	287
§ 4. 探極特性的方法	288
第十一章 气体放电的輻射	301
§ 1. 黑体輻射定律	301
§ 2. 固体的輻射	305
§ 3. 發光体的各种形式	307
§ 4. 光譜学的基础. 光譜綫系和光譜項. 并合原則	311
§ 5. 根据原子矢模型的受激状态和光譜項的命名法. 譜項和譜綫的多重性	322
§ 6. 任何原子的譜項和譜綫的圖像. Hg I 的光譜	329
§ 7. 气体放电的基本过程和輻射之間的联系. 气体压力对正柱区中諧振与非諧振譜綫輻射的影响	334
§ 8. 气体放电輻射的定量理論. 研究放电的內在参量和基本过程的光学方法基础	339
§ 9. 二次过程对气体放电輻射的影响	344
§ 10. Na I、He I 和 He II 的光譜	355
§ 11. 氖和氬的光譜	360
§ 12. 分子的譜項和光譜	364
§ 13. 在超高压力下的气体輻射光譜	376
§ 14. 在放电中的气体的余輝	381

第一章 緒論

§ 1. 电流的通过气体

通过气体的电流伴同着一些特殊的現象,这些現象將通过气体的电流同通过固态导体或液态电解質的电荷显著地区別开来。像放电中各种各样类型的气体發光(从微弱的勉强能看得見的光亮到电弧的閃耀夺目的亮光和閃电的刺目的閃光)和發声效应(打雷的轟隆声、火花的噼啪声、电暈的噝噝声),最后还有通常条件下所不發生的化学反应(空气中直接形成氮的氧化物和氦、單原子气体中形成分子等等),都是这些現象的实例。在短時間內有大量的电荷通过气体时,这些伴随的現象就以很广大的和很剧烈的形式显现出来。

电流通过气体同电流通过固体和液体的区别,不仅在于这些效应上,而且本身的規律也并不相同。我們知道,当电流通过固态导体时,那怕电流和电压非常大,仍然符合于欧姆定律:在其他条件相同时,电流强度与加到給定导电体上的电位差成正比。換句話說,如果固体的温度和化学成分不变,則其电导率和电阻率为常数。在气体的情况下就不是这样了。欧姆定律仅适用于少数特殊場合;气体的电导率不是常数;并且在某些場合下,和外界对气体的影响有关,在另一些場合下,又同通过气体的电流强度有关,而在不稳定現象的情形下,还和先导过程有关(例如同前一瞬時內通过气体的电流强度有关)。在气体的情况中,电流和电压之間的关系,不仅不是簡單的成比例,而且还不是單值的,并且往往表现为

所謂下降的伏安特性，由于通过气体的电流强度增長，气体間隔間所需的电位差反而减小。

当加于气体間隔間的电位差从很小的数值逐渐增加到很大的数值时，还發生非常有特征性的現象。起初气体中仅有很微弱的电流通过，这电流同外界对气体的影响和对处于气体中的電極的影响有明显的关系。X射綫、放射性射綫或宇宙射綫的透过气体，或者像使陰極表面电子發射增强的陰極的加热，或者用紫外綫輻射照射陰極等都会影响电流通过气体的过程。所有这些从外界影响气体并使其导电的过程，都称为外界催离素。气体同外界的影响隔絕得愈好，它的导电性也就愈差，我們完全有理由作这样的結論：气体如果完全和外界隔离，那么在低温之下將同高真空一样，是理想的絕緣体^①。随着所加电位差增加的程度，因外界催离素作用而引起的电流起先按欧姆定律而增長，然后过渡到飽和，其后又重新开始逐漸增長。最后，在一定的电位差之下，全部現象突然具有一种新的性質：当外电路电阻很小时，电流迅速增加到很大的数值，这电流值仅受此电阻或电源功率的限制。这时气体开始發出亮光。气体間隔的電極变为熾热。在大气中放电时，出現發声效应。这一在性質上是新現象的轉變，称为气体放电的着火或气体間隔的击穿。着火所必需的电位差，称为着火电压或击穿电压。現在即使停止外界催离素的作用，也已經不能使放电停止。放电已成为自持性的了。在比着火电压低的电压之下，放电随着外界催离素作用的停止而停止，这时的放电称为非自持放电。因此上述放电的着火也称为“从非自持放电到自持放电的轉變”。

① 通常称充滿稀薄气体的空間为真空。高真空的特征是气体粒子的平均自由程（即从某一次碰撞到下一次碰撞的路程）大于給定容器或容积的最小直徑。关于平均自由程，請參看第二十四章的§1，§14和第九章。

如果外电路的电阻不是很小, 气体压强也不大, 那么自持放电着火时得到的放电形式称为辉光放电。辉光放电的特征是: 有着特殊的放电间隔形式、其中交替地排列着发光区和暗区、电流密度较小以及阴极附近存在着几百伏的大电位降的窄狭区域。辉光放电时电极的温度并不高。如果在辉光放电时减少外电路电阻, 使电流强度逐渐增大, 那么气体的发光强度和阴极温度也将逐渐增加。此时伏安特性先略为下降, 然后上升。最后通过气体的电流发生新的变化: 电流重新以跳跃式增加, 放电空间所需的电压急剧减低, 放电的发光部分改变了位置, 阴极强烈炽热, 于是我们得到具有下降伏安特性的弧光放电。如果再继续减小外电路电阻, 那么放电将剧烈发展。在放电空间内和电极上释出的热量非常多, 可使电极熔化, 放电管损坏。在另外某些条件下(很好地保护因放电而迅速热起来的电极使免受损耗, 外电路电阻很小), 当电极间电压增高时, 将迅速地经过辉光放电的阶段; 在这种场合中, 气体间隔击穿时实际上直接发生强力的弧光放电, 而整个现象都具有电路短接的特征。

当气体压强为大气压级、电极间距离较大并且电源是高压而功率不大的时候, 击穿时发生断续的火花放电。火花放电的特征是电流沿曲折分枝狭窄而发光的通路通过气体。如果在大气压级的压强下, 同时一个电极或者两个电极的曲率半径远小于电极间距离的话, 那么气体间隔的击穿就不是立刻完成而是以两种方式来完成的。

放电过渡到自持性时发生所谓电量放电, 它的电流强度很小, 并且仅在曲率半径很小的电极上有着发光部分。只有当电极间电位差极大时才发生火花击穿(跳火), 或者当电源功率足够强大时发生电量放电到弧光放电的转变。

气体放电中所形成的这种从很微弱的电流到强大的电流的显

著放电轉变,以及伏安特性的独特变化过程,成为操縱电流的强有力的工具(交流电的整流,直流电的換流,电振蕩的發生等等)。因此气体放电的仪器,不論是弱电流的还是强电流的,都已愈来愈多地应用于工程技术上。

丰富多彩的放电現象,是同电流通过气体时在構成这种气体的原子和分子世界中許多形式的基本过程相联系着的。因此在建立气体中放电的理論方面發生了很大的困难,这理論不但要能够定性地而且也要定量地描述一切發生的現象。除了現象的复杂性和多样性以外,原子和分子过程本身的性質也阻碍了放电的数学理論的建立。今天我們只有用波动力学的方法才能掌握它們。在許多場合中,这些方法虽然也可作出表征給定現象的曲綫和圖形,但是不能給出我們所关心的数量之間的一般解析关系。处在这种情况中的,像对放电現象很重要的关于电子同原子碰撞时的电离几率(或电离函数)的問題,关于各种基本过程中原子和分子的有效橫截面的面积問題等等。

因此,在建立这种或那种放电現象的理論时,在基本过程方面,只好从近似的关系出發,因此应用范围总要受到限制。

“气体中的放电”这个名称,現在已应用到电荷通过气体的一切情况中,这名称产生的由来,是因为最初研究电現象时电容器的充电和放电起着重大作用的緣故。在这些現象的实例中,物理学家們首先熟悉了电流,特别是电荷的通过空气和气体。

电流通过电解液时所發生的現象和电解定律的建立,导出了为一切随后的研究所証实了的假設:在电解質溶液中,电流是由正离子和負离子——構成电解質分子的帶电粒子从一个电極帶着轉到另一个电極的。于是自然而然地产生了这样的假說:本身并不导电的气体,当其中有离子——也就是帶电的原子、分子或它們的任何組合出現时,也会具有导电的性能。1883年,在气体放电領

域中有很多貢獻的英國物理學家 J. J. 湯姆孫 (Thomson) [21] 曾發表過一種想法：不管電流在氣體中怎樣的通過，都是同氣體分子的化學分解相關聯的。1897 年 J. J. 湯姆孫給稱之為陰極射綫的那種放電形式中的載流粒子測定了荷質比 $\frac{e}{m}$ [22]。這個比值還不到電解液中最輕的氫離子的荷質比的千分之一。湯姆孫在 1899 年 [23, 24] 最後確認陰極射綫粒子（他稱之為微粒，現在則稱之為電子）的質量比氫原子的質量小得很多（現在我們知道小到 $\frac{1}{1836}$ ）。這樣，J. J. 湯姆孫認定了：至少在某些場合中，通過電氣的電荷的移動有電子參與在內。其後 J. J. 湯姆孫用機智的“拋物綫法” [25] 測定了氣體中帶正電的粒子的質量。這些粒子就是正離子，也就是帶正電的原子或復原子。J. J. 湯姆孫和在他之後的另外一些人發現了放電中也存在負離子。在氣體密度很大時（像在大气中進行試驗時），負離子不但數目上超過電子，而且它們也是氣體中唯一的負電荷持有者。在氣體密度很小時，這方面起主要作用的是電子。

然而，電氣的電離和溶液的電離解之間存在着十分重要的區別。電離解是由于溶劑粒子和溶質粒子之間的相互作用而發生的。在每種給定的情況中，電解液中的正離子和負離子由完全確定的復原子所構成的（單獨原子所構成的也計算在內，例如食鹽溶液中的 Na^+ 和 Cl^- ）。在所有的場合中，這些復原子都是電解時被分解的溶質分子的組成粒子。電解質中離子的濃度決定於全部溶液整個的濃度和溫度，而同電流強度和加於浸在電解質中的電極間的電壓完全無關。由於離子在電極上析出和發生化學反應而致各種符號的離子的減少，經常由電離過程來補充。

在氣體中發生的完全是另一回事。氣體中的離子不一定是氣

⊖ 方括弧中的數字系指參考書目的序號——編者注。

体分子的組成部分。在气体中可遇到这样一些各式各样的离子：帶正电的和帶負电的單獨原子、一些帶电的分子以及帶电的复原子，后者永远也不会₁在化学反应时以游离状态出現。在气体放电中并不發生气体个别成分在电極上析出而使它們轉变为另一种聚集态，如同在电解質中所發生的那样，并且通常我們覺察不出这种或者那种物質經過气体而轉移。在气体中离子將本身的电荷交給电極，变成中性粒子后又向气体中扩散。气体中的离子不但会在外界催离素的作用之下形成，也会由于气体容积中和电極表面上一系列原子基本过程而形成，这些过程是同放电电流在气体中的通过密切相关的。在自持放电中，这些过程的作用远比外界催离素的作用为强，致使后者对于維持放电成为多余。因为这些过程的存在，也由于离子被电流帶走和它們在电極上的中和，气体中离子和自由电子的濃度乃随放电中的电流强度和电場强度而改变。这一情况就是气体中欧姆定律不能成立的原因，也是各种类型的气体放电的伏安特性形狀复杂的原因。

現在我們把最簡單的放电情况——在大气压下电容器兩平行極板間經過空气的非自持性無声放电作为例子来分析一下：

假定处于这些电極之間的气体遭受到恒定的外界催离素的作用，每秒鐘內每立方厘米中形成离子偶 q 。在大气压力之下，当不存在电場时和电場不太强时，自由电子由于經常同气体中性粒子遭遇而与后者一起形成負离子，这样与我們有关的实际上只是正离子和負离子，同气体粒子电离的始初过程如何發生無關。实验表明：与电离同时还發生正离子和負离子互相中和的相反过程——所謂离子的复合。由于外部催离素和离子复合的結果，在气体中建立了恒定的这种或者那种符号的离子的濃度。把正离子濃度規定用符号 n_p 代表，負离子則用符号 n_n 来代表。当电極上加上某一电位差时，正离子和負离子在陽極与陰極之間的电場作用下开始

运动。每一个离子在运动中经常同中性气体粒子相碰撞,就好像物体在媒质中运动具有摩擦那样。离子的运动速度正比于使其运动的力 $F=eE$, 这里 e 是离子的电荷, E 是电场强度。在表示式

$$v_p = K_p E \text{ 和 } v_n = K_n E \quad (1)$$

中, v_p 和 v_n 是正离子和负离子的速度, 而比例常数 K_p 和 K_n 则分别称为正离子的迁移率和负离子的迁移率。为了简单起见, 假设正离子和负离子同样带有元电荷 e , 像在大多数场合中所见到的那样。

在放电空间任何地点作一个平行于阴极和阳极的平面 MN (图 1), 并且计算一下在很短的时间段落 Δt 内从阳极到阴极的方向通过该平面 1 平方厘米面积内的正离子数。在电场作用下离子沿垂直于平面 MN 的电场力线而运动, 所以在 Δt 的时间段落内, 自阳极到阴极的方向通过在这平面上划出的 1 平方厘米面积 mn 的正离子, 只有在时间段落 Δt 的开始处于高等于 $v_p \Delta t$ 的平面六面体 $mabn$ 内的

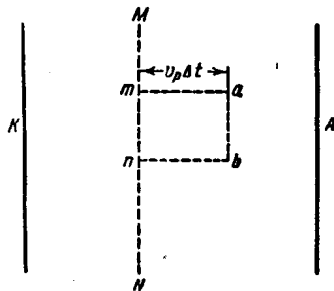


图 1.

那些正离子。因为每 1 立方厘米气体中在每一给定瞬间有 n_p 个正离子, 所以所求 Δt 时间内穿过面积 mn 的正离子数将为 $n_p v_p \Delta t$, 而在同一时间内由它们带着通过同一面积的正电荷将为 $en_p v_p \Delta t$, 在 1 秒钟内则为 $en_p v_p$ 。我们可完全同样地求出: 在 1 秒钟内从相反方向由负离子带着通过面积 mn 的负电荷量, 将等于 $en_n v_n$ 。因为负电荷从左到右的运动相当于同样电量的正电荷从右到左的运动, 所以由正离子和负离子两者所造成的经过单位面积的总电流——电流密度, 将等于

$$i = en_p v_p + en_n v_n \quad (2)$$

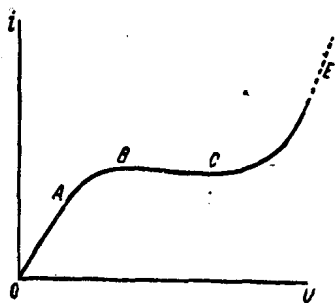
假定像通常存在的情況那樣, $n_p = n_n = n$ 。將 v_p 和 v_n 用它們的表示式(1)代入,就得到

$$i = en(K_p + K_n)E. \quad (3)$$

或者,因為在平板電容器的情況下, $E = \frac{U}{d}$, 其中 d 是陽極與陰極之間的距離, U 是其間的电位差,也可寫成:

$$i = en(K_p + K_n)\frac{U}{d}. \quad (4)$$

在电位差 U 很小的場合中, 电流密度非常之小, 从每一元体积的气体中被电流帶走的离子偶数目, 比同一元体积中复合的离子偶数目要小許許多多。因此当 U 很小时, 在外界催离子素作用下形成离子和离子本身复合的平衡过程不会遭到破坏。离子的濃度 n 同沒有电流时一样, 因而与电流無關。正如等式(4)所表明并由实验所証实的那样, 在这种場合下, 气体的电导率不变, 并且服从欧姆定律。不过 U 和 i 的值較大时, 則在外界催离子素作用、复合过程和电流帶走离子的作用下, 离子的平衡濃度 n 將随电流的增大而减小。結果电流密度 i 將比电位差 U 增長得緩慢, 放电的伏安特性曲綫(圖2)开始从相当于小 U 值的起始直綫 OA 方向向



右面弯曲过来。

当 U 再增加时, 电流强度就增長得非常厉害, 以致單位時間內在給定元体积的气体中复合的离子偶数目, 比起同一時間內被电流帶走的离子数来是微不足道了, 由外界催离子素在每一秒鐘內所形成的全部

圖2. 無声放电的伏安特性。 离子偶 q 將均被电流帶走。在这种情况下, 电流密度 i 將唯一地取决于 q 的数目, 而且因为这一数目是不变的, 所以电流密度 i 也將不变而与 U 無關。流过电容器的

电流將达到饱和值。在圖 2 的曲線上,相当于伏安特性的水平段落 BC 。实验表明,电位差 U 进一步增加时,电流密度开始重新增长,起初較慢,后来就愈来愈快——圖 2 中伏安特性的 CE 段。所以在这种情况下發生引起电流增長的帶电粒子濃度的增加,是因为开始有同放电本身相联系着的新的电离基本过程的緣故。

由于正离子运动速度增加的結果,它們碰撞到陰極时的能量已足够使自由电子逸出陰極。这些电子無异于外界催离素作用下从中性气体粒子中釋出的电子,由于它們的速度增大,已不是一定要形成負离子,而开始以其自身使气体电离。此时从气体原子或分子釋放出来的自由“二次”电子,在同中性气体粒子碰撞时,也可使这些中性气体粒子电离。因此随着电子群从陰極到陽極的推进程度,它們的数目迅速增加。这种电子群数目一直增加的效应,称为电子雪崩;因为这同有时候沿着积雪的山峰的斜坡滾下的猛烈的雪崩現象相类似。每一次电子雪崩,由于伴随着它的基本过程而使一定数量的电子从陰極表面逸出。这些电子形成新的雪崩。于是,在外界催离素停止作用后,放电并不立刻中断。但如果每一次后續雪崩中的电子数都較引起这次雪崩的先导雪崩中的电子数为少,那么放电电流就將减小以至等于零——放电已是非自持性的了。当繼續增加 U 和 i 时,兩次相繼的雪崩的电子数之比,即所謂“电离滋長率” μ , 接近于 1。当 $\mu \geq 1$ 时,放电就不再需要借外界催离素来維持,而过渡到自持放电。圖 2 曲線上相当于伏安特性起始部分并包括饱和和电流区域的非自持放电,称为無声非自持放电。相当于曲線上升部分 CE 的放电形式,称为非自持湯生放电,这是以 J. J. 湯姆孙的学生、英国物理学家湯生 (Таунсенд) 命名的;湯生是最初的定量的气体放电理論、特别是电子雪崩和从非自持放电过渡到自持放电的理論的創建者。

从我們所分析的例子中可以看到,为了理解和定量地掌握气