# 第3章

# 电介质的击穿

## 3.1 固体击穿机制

在一定的电、热、机械、负载时间的作用下，电介质不可逆地丧失其绝缘性的现象称为击穿。研究电介质的击穿特性对理解电介质的失效和实际服役性能有着重要意义。固体电介质的击穿机制非常复杂，除了材料内在属性的影响，诸如电极尺寸、电场频率等外界测试条件（外在属性）也会对介质击穿过程产生作用。因此，不同条件下电介质发生击穿的机制各不相同，目前还没有能够解释所有现象的统一模型。常见的击穿机制包括电击穿、热击穿、电-机械击穿和次级效应四类模型。如图 3.1 所示，随着直流电场负载时间的增加，电介质的击穿电场强度（又称为介电强度）将不断降低，同时主导机制也会相应变化。

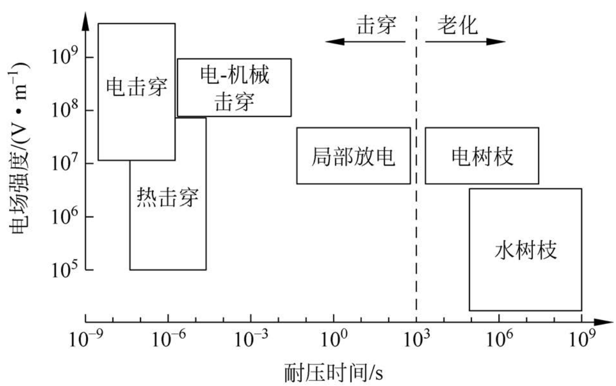


图 3.1　不同负载时间下的电介质介电强度和对应机制示意图，基于 Dissado 等书籍[1]重制

在长期服役过程中，即使是低电场场景，电介质的性能也将不断衰减直至丧失绝缘性，这一过程称为电介质的老化。在这一场景中，水树枝和电树枝结构先后被发现，并被认为是理解电介质击穿过程的重要模型[1-2]。

### 3.1.1 电击穿机制

当电场足够高时，电介质内部的载流子数量超过临界值，形成相当大的电流，从而使电介质丧失绝缘性。这种因电场效应产生的击穿称为电击穿，击穿时的临界电场即介电强度 $E_b$（亦称为耐击穿强度）。在尽可能排除其他因素干扰时，电击穿的介电强度很高，可达 100 MV·m$^{-1}$。用于解释电击穿的模型主要有碰撞电离理论和雪崩理论两种，有时也会发生齐纳（Zener）击穿。

碰撞电离理论又称为本征电击穿理论[3]。该模型考虑电介质内的本征载流子（一般认为是自由电子）在外电场作用下发生定向移动，并与声子（晶格振动能量的量子化准粒子）碰撞产生能量损失。当载流子从电场获得的能量与其同声子碰撞损失的能量相等时，电介质处于平衡状态；当电场超过临界电场时，从电场获得的能量大于碰撞损失的能量，自由电子每次碰撞都将累积能量，从而使电介质被破坏，出现击穿现象。根据设定的电子最大可能能量可以分为低能（不超过纵光学支声子能量）判据和高能（不超过晶格电离能）判据两种；自由电子的运动模型也有单电子近似或考虑了相互碰撞影响的集体电子近似两类[4]。该模型的计算十分复杂，可用于估算一些结构简单的离子晶体的 $E_b$，数量级上可与实验结果对应。

进一步地，雪崩理论考虑了高场下载流子浓度的变化[5]。该模型假设每次碰撞都会产生一个新的载流子，从而实现浓度倍增。$m$ 次碰撞后载流子浓度将变为原来的 $2^m$ 倍，当 $m$ 足够大时，将会发生雪崩击穿（图 3.2(a)）。一般估算时考虑介质内碰撞产生的电子数达到 $10^{12}$ 时可以破坏区域晶格结构，从而得到 $m$ 约等于 40[6]。倍增的电子将在电场和浓度差的作用下扩散，直至完全贯穿电介质，出现击穿现象。该模型可用于简单地解释介电强度随厚度减小而增大的经验规律。当电介质很薄时，载流子运动时发生的碰撞次数将减少，从而需要更高的电场来保证足够多的碰撞次数，从而使薄层电介质的介电强度有所提升。

当电场足够高时，价带的电子可激发到导带参与输运过程，从而在不损坏晶格的情况下引起大的漏导电流。大电流的热效应将带来局部熔融，从而出现击穿现象，称为齐纳击穿模型[7]。由于绝缘体的带隙普遍较宽，因此该模型给出的介电强度特别高，可达 1000 MV·m$^{-1}$，可在一些较薄的 PN 结中观察到该机制[8]。

### 3.1.2 电-机械击穿机制

当给电容器施加电压时，极板间的异号电荷会产生相互吸引，从而对中间的介质产生挤压（图 3.2(b)）。介质变薄后会在电压不变的情况下使电场进一步增强，从而加剧挤压作用。当挤压力超过材料的机械压缩强度时，材料会发生机械崩溃。对弹性模量（杨氏模量）较小的材料（如聚合物等）而言，该效应较为明显[9-10]。

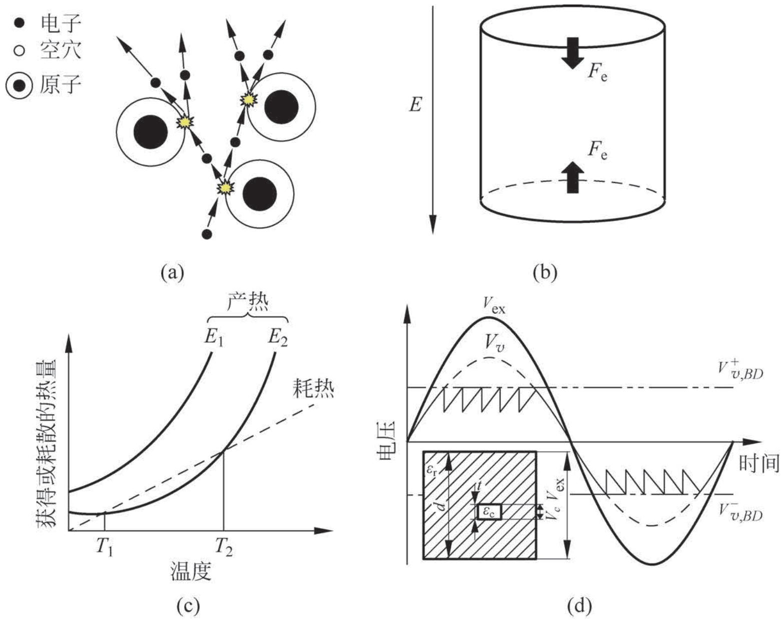


图 3.2 电介质主要的短时击穿机制[11]

(a) 雪崩击穿理论；(b) 电-机械击穿机制；(c) 热击穿机制；(d) 局部放电击穿机制

## 3.1.3 热击穿机制

当施加电压时，电介质会产生稳定的漏导电流，从而出现焦耳热效应。当产热功率高于散热功率时，介质会升温至产热功率与散热功率相等的温度 $T_1$（图 3.2(c)）。随着电场增加，介质温度也将不断上升。若电场达到 $E_1$，则直至温度超过失效温度 $T_2$ 也无法实现热平衡，从而发生稳态热击穿。定性分析该过程，提升材料散热效率可以有效防止热击穿的发生。一般来说，交流电场下的损耗远高于直流电场下的损耗。因此，对于重复脉冲应用而言，电容器在交流电场下会产生更多热量，并表现出较低的热击穿强度。对于损耗较高的固体，高频交变电场下的主要击穿形式是热击穿。

## 3.1.4 次级击穿机制

前述击穿模型主要描述均匀电介质的击穿现象。实际电介质通常为不均匀介质，存在一些击穿薄弱区域（空洞、杂质相等）。以气隙为例，其介电常数很低，因此承受的电场强度较大，而其自身介电强度也较低，从而在一定电压下提前击穿，产生局部放电。局部放电过程会产生大量正负离子，形成反电场以降低局部电场，结束放电。然而形成的正负离子会扩散离开薄弱区域，削弱反电场，从而再次发生放电（图 3.2(d)）。除了电离效应，热、应力作用也在该过程中扮演着不可忽视的角

色。局部放电现象在交流电场下尤其明显，会加速电介质整体的击穿，是陶瓷块体电介质实际击穿比理论击穿强度低一至两个数量级的重要原因。

沿面击穿是沿电介质表面发生的气体击穿，与表面状况密切相关。高压测试时，为了抑制沿面击穿，常常采用硅油等高击穿强度的液体作为媒质。改进试样和电极的形状也是可行的策略。

## 3.2 工程电介质的击穿

### 3.2.1 随机性原理

前述击穿机制是决定论的描述，这些模型给出了确定的击穿界限。当电介质越过临界状态时，将发生击穿。然而，越来越多的研究表明实际电介质的击穿具有随机性。一方面，加工过程可能引入一些空隙或杂质，使电介质陶瓷具有相当程度的不均匀性，从而出现击穿电场的局部波动；另一方面，表面粗糙度和内部介电常数的变化使电场出现差异，从而诱导局部击穿。因此，在实际研究中评估电介质的击穿特性时，需要引入统计方法来处理其击穿强度的随机性[1,4]。

以 PMMA 的分支型击穿结构(图 3.3)为例[12]，可以唯象地理解击穿过程：首先是部分击穿较低或承受电场较大的局部区域率先击穿，然后击穿部分不断发展，最终连通正负极板，实现整体击穿。通常这一过程发展迅速，仅数十纳秒，且通常从电极界面的弱点开始发展。这可能是由于高绝缘的电介质内的载流子主要依赖

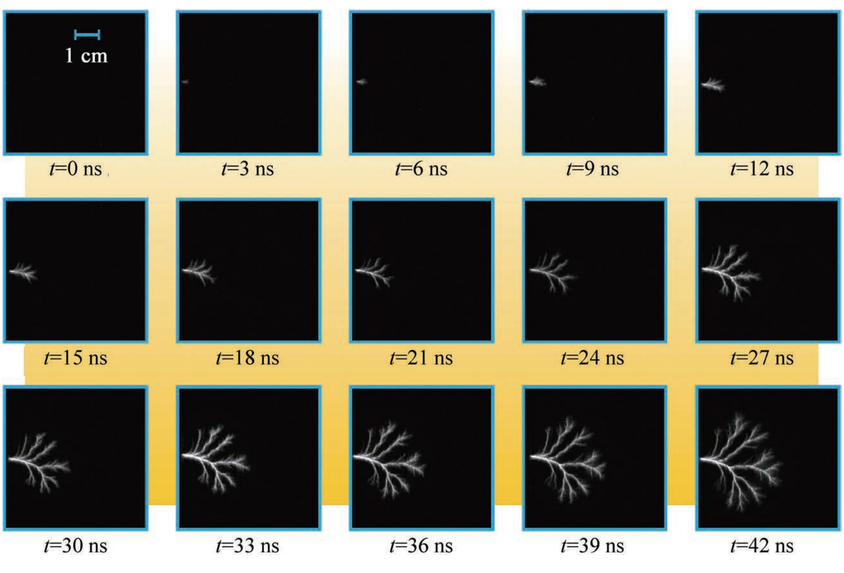


图 3.3 PMMA 分支型击穿结构的高速相机图片[12]

界面注入，界面处的载流子浓度较高，从而率先被破坏。由于击穿过程的树枝状结构，很容易将其与老化过程中观察到的电树枝联系起来。老化本身是一种空间分布的，具有时间累积效应的损伤过程，从而可以将击穿视为老化过程从量变到质变的结果。对击穿结构的理解有助于实际击穿过程的建模分析，目前已有不少进展，将在3.3节介绍。

### 3.2.2 韦布尔分布

电介质的击穿过程显然是时间和电场强度的协同作用，通常研究者们需要在固定脉冲或直流加压时间的情况下评估电介质的介电强度。对于给定电压下的击穿时间讨论可以参考讨论电介质绝缘性的书籍。为了使数据更具有参考价值，评估电介质的介电强度时，相应的试验脉冲时间(频率)或加压时间也应该给出。

试验中测试得到的不同样品通常具有一系列分布的击穿电场数值，从而需要使用统计模型来评估样品的介电强度。最常见的模型是韦布尔分布，该模型的表达式为[1,13]

$$P(E)=1-\exp\left[-\left(\frac{E}{E_b}\right)^{\beta}\right] \tag{3.1}$$

式中，$P(E)$为电场小于$E$时击穿的累积概率，$\beta$为形状因子。此时的介电强度$E_b$代表电介质击穿概率为63.21%时的电场强度。形状因子可以衡量电介质介电强度的离散度，$\beta$越大说明电介质的介电强度离散度越小。

虽然该模型在很多电介质击穿的场景下均获得了良好的拟合效果，仍有一些结果表现出偏离现象。此时可以尝试采用对数指数分布、指数分布或Gumbel分布等其他模型来处理[14]。

### 3.2.3 击穿的经验规律

如前所述，电介质的击穿不仅与其本征性质有关，也与测试条件、样品尺寸等参数有着密切联系。本节将简单介绍一些常见的经验规律。

(1) 厚度依赖关系：通常电介质的介电强度随厚度$l_1$的降低而有所提升。该效应在极薄的电介质薄膜和微米级以上的陶瓷块体中均有大量报道(图3.4)。相关的经验公式为

$$E_b \propto l_1^{-a} \tag{3.2}$$

式中，$a$为大于0的常数。以陶瓷块体为例，$a$的取值约为0.5。值得注意的是，作者团队在百纳米级介质薄膜的研究中发现，其介电强度可能不符合厚度依赖关系，而是在某一厚度处取峰值。相关的物理机制仍有待探讨[15]。

(2) 孔隙率依赖关系：当陶瓷介质的致密度提升时，其内部的空隙率将有所降低，从而减弱了局部放电效应，增大了介电强度(图3.5(a))。

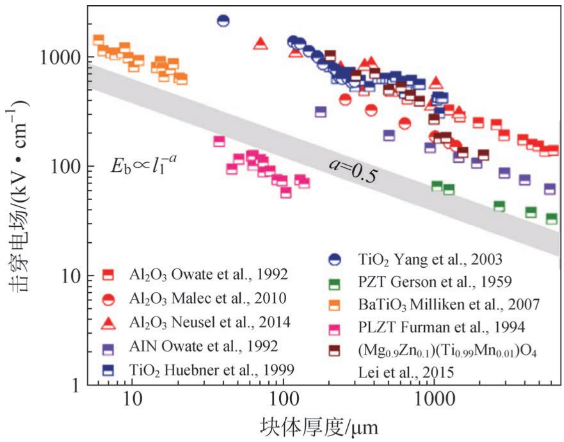


图 3.4　陶瓷电介质的介电强度的厚度依赖性[11]

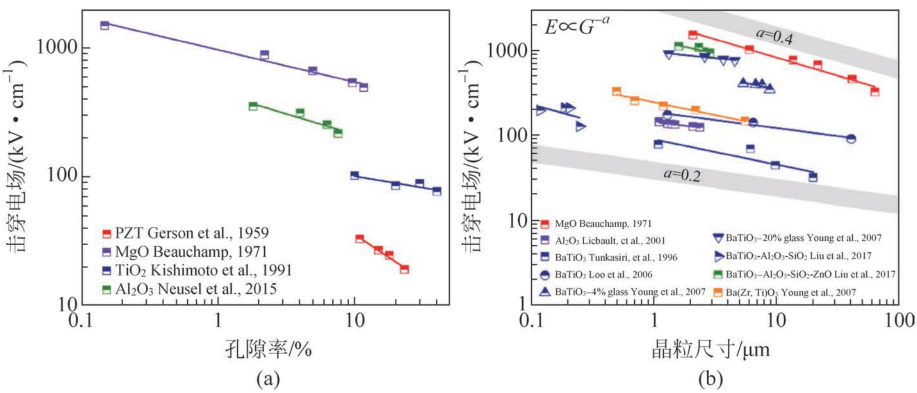


图 3.5　陶瓷块体电介质的击穿依赖性[11]

(a) 孔隙率；(b) 晶粒尺寸

(3) 晶粒尺寸依赖关系：随着晶粒尺寸($G$)的降低，晶界的占比增加。晶界的缺陷很多，可以扮演散射载流子的界面或俘获载流子的陷阱区，从而降低漏电流，有利于介电强度的提升(图 3.5(b))。其经验公式也为幂指数形式，指数取值在 0.2～0.4。

(4) 介电常数依赖关系：对高介电常数的栅极电介质(gate dielectric)的研究发现，其介电强度与介电常数存在依赖关系，其表达式也满足幂指数形式(图 3.6)。

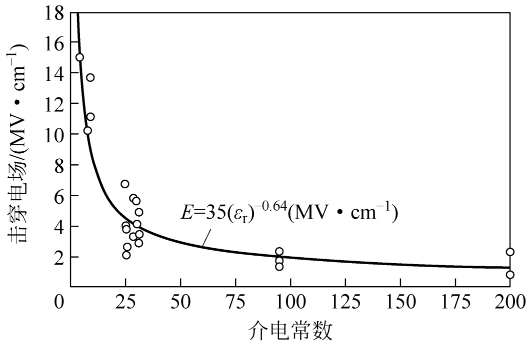


图 3.6 栅极电介质的介电强度与介电常数的依赖关系[16]

## 3.3 模拟方法的相关进展

### 3.3.1 电介质击穿的相场模拟

相场模拟已经对上述电击穿、电-机械击穿和热击穿机制进行了深入的描述。本节将聚焦相场方法,阐述该方法是如何应用于这三种击穿机制的。

在击穿模拟中,序参量 $\eta_b$ 为击穿相($\eta_b=1$)和未击穿相($\eta_b=0$)。因此,描述序参量的双势阱函数(在此称为相分离能 $f_{sepa}$)可以写为[17]

$$f_{sepa}=a_\eta\eta_b^2(1-\eta_b)^2 \tag{3.3}$$

合适地选取参数 $a_\eta$ 可以定义相分离能的势垒。静电能 $f_{elec}$ 决定击穿,因此

$$f_{elec}=-\frac{1}{2}\varepsilon_0\varepsilon_{r,ij}E_iE_j-E_iP_i \tag{3.4}$$

式中下标按照爱因斯坦求和约定。上式中电场的分布根据高斯定理有

$$\nabla\cdot D=\frac{\partial D_i}{\partial x_i}=\frac{\partial(\varepsilon_0\varepsilon_{r,ij}E_j+P_i)}{\partial x_i}=\rho_{free} \tag{3.5}$$

由于整个体系是非均质的(至少包括击穿相和非击穿两相),则把电场写为 $E_j=E_j^{ext}+E_j^{in}$,第一项表示均匀的外加电场,第二项表示不均匀的内建电场(退极化场),则

$$\frac{\partial(\varepsilon_0\varepsilon_{r,ij}(E_j^{ext}+E_j^{in})+P_i)}{\partial x_i}=\frac{\partial\left(\varepsilon_0\varepsilon_{r,ij}\left(E_j^{ext}-\dfrac{\partial\phi}{\partial x_j}\right)+P_i\right)}{\partial x_i}=\rho_{free} \tag{3.6}$$

式中把内建电场表达为一个标量势 $\phi$ 的梯度形式。介电常数写为 $\varepsilon_{r,ij}=\varepsilon_{r,ij}^0+\Delta\varepsilon_{r,ij}$,第一项为均匀的介电常数,第二项为非均匀项,有

$$\varepsilon_{\mathrm{r},ij}^{0}\frac{\partial^2\phi}{\partial x_i\partial x_j}=\frac{\partial\left(\Delta\varepsilon_{\mathrm{r},ij}\left(E_j^{\mathrm{ext}}-\frac{\partial\phi}{\partial x_j}\right)\right)}{\partial x_i}+\frac{\partial P_i}{\varepsilon_0\partial x_i}-\frac{\rho_{\mathrm{free}}}{\varepsilon_0} \tag{3.7}$$

该式可以利用傅里叶谱迭代的方法求解，在零级近似，假设 $\Delta\varepsilon_{\mathrm{r},ij}=0$，则

$$\varepsilon_{\mathrm{r},ij}^{0}\frac{\partial^2\phi^0}{\partial x_i\partial x_j}=\frac{\partial P_i}{\varepsilon_0\partial x_i}-\frac{\rho_{\mathrm{free}}}{\varepsilon_0} \tag{3.8}$$

一级近似有

$$\varepsilon_{\mathrm{r},ij}^{0}\frac{\partial^2\phi^1}{\partial x_i\partial x_j}=\frac{\partial\left(\Delta\varepsilon_{\mathrm{r},ij}\left(E_j^{\mathrm{ext}}-\frac{\partial\phi^0}{\partial x_j}\right)\right)}{\partial x_i}+\frac{\partial P_i}{\varepsilon_0\partial x_i}-\frac{\rho_{\mathrm{free}}}{\varepsilon_0} \tag{3.9}$$

如此递推，很快就可以得到收敛的结果，更详细的求解过程参见文献[18]。

相分离能、电场能再加上梯度能，构成了该相场模型的自由能

$$f=\iiint\left(a_\eta\eta_{\mathrm{b}}^2(1-\eta_{\mathrm{b}})^2+\kappa(\nabla\eta_{\mathrm{b}})^2-\frac{1}{2}\varepsilon_0\varepsilon_{\mathrm{r},ij}E_iE_j-E_iP_i\right)\mathrm{d}V \tag{3.10}$$

方程关于序参量的演化为

$$\frac{\partial f}{\partial\eta_{\mathrm{b}}}=-LP\left(2a_\eta(\eta_{\mathrm{b}}(1-\eta_{\mathrm{b}})(1-2\eta_{\mathrm{b}}))-2\kappa\nabla^2\eta_{\mathrm{b}}+\frac{\partial\left(-\frac{1}{2}\varepsilon_0\varepsilon_{\mathrm{r},ij}E_iE_j-E_iP_i\right)}{\partial eta}\right) \tag{3.11}$$

击穿判据 Prob. 表示当电场能达到某一设定数值，即

$$f_{\mathrm{elec}}>f_{\mathrm{elec}}^{cr} \tag{3.12}$$

上述演化才发生，否则不发生，于是定义

$$\mathrm{Prob.}=1,\quad f_{\mathrm{elec}}-f_{\mathrm{elec}}^{cr}>0 \tag{3.13}$$

$$\mathrm{Prob.}=0,\quad f_{\mathrm{elec}}-f_{\mathrm{elec}}^{cr}\leqslant 0 \tag{3.14}$$

该方法已成功应用在多种非均质介电材料中，如 PVDF-钛酸钡复合电介质、钛酸铋多晶薄膜等[17,19]（图 3.7）。

进一步考虑热击穿，在自由能中加入一项焦耳热，相应的能量有

$$f_{\mathrm{joule}}=-\sigma_{ij}E_iE_j\,\mathrm{d}t \tag{3.15}$$

对照上述静电场平衡方程，有

$$\sigma_{r,ij}^{0}\frac{\partial^2\phi^n}{\partial x_i\partial x_j}=\frac{\partial\left(\Delta\sigma_{r,ij}\left(E_j^{\mathrm{ext}}-\frac{\partial\phi^{n-1}}{\partial x_j}\right)\right)}{\partial x_i} \tag{3.16}$$

相应地，击穿判据更改为

$$\mathrm{Prob.}=1,\quad f_{\mathrm{elec}}+f_{\mathrm{joule}}-f_{\mathrm{elec}}^{cr}-f_{\mathrm{joule}}^{cr}>0 \tag{3.17}$$

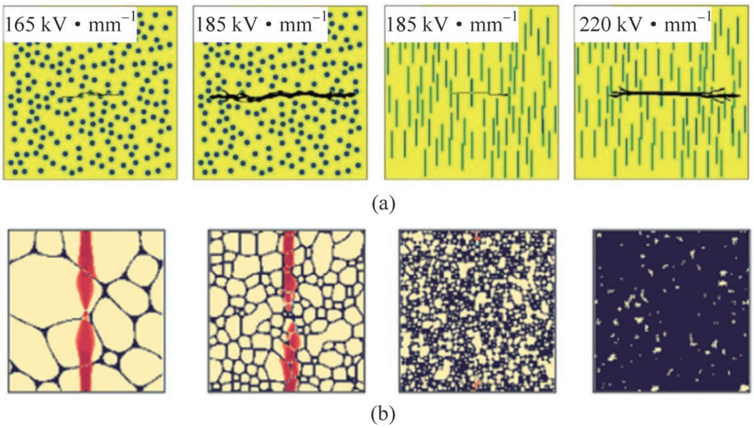


图 3.7　仅考虑电场作用的击穿模拟[17,19]

(a) 击穿模拟在复合电介质中的应用；(b) 击穿模拟在多晶-非晶材料中的应用

$$\text{Prob.} = 0, \quad f_{\text{elec}} + f_{\text{joule}} - f_{\text{elec}}^{cr} - f_{\text{joule}}^{cr} \leqslant 0 \tag{3.18}$$

再考虑电-机械击穿机制，即在总自由能中加一项应变能

$$f_{\text{strain}} = -\frac{\varepsilon_0^2 \varepsilon_{\mathrm{r},ij}^2 E_i^2 E_j^2}{8Y} \tag{3.19}$$

式中，$Y$ 为材料的杨氏模量。材料的击穿判据也做相应的修改

$$\text{Prob.} = 1, \quad f_{\text{elec}} + f_{\text{joule}} + f_{\text{strain}} - f_{\text{elec}}^{cr} - f_{\text{joule}}^{cr} - f_{\text{strain}}^{cr} > 0 \tag{3.20}$$

$$\text{Prob.} = 0, \quad f_{\text{elec}} + f_{\text{joule}} - f_{\text{elec}}^{cr} - f_{\text{joule}}^{cr} - f_{\text{strain}}^{cr} \leqslant 0 \tag{3.21}$$

相关方法的实际运用可见图 3.8[20]。

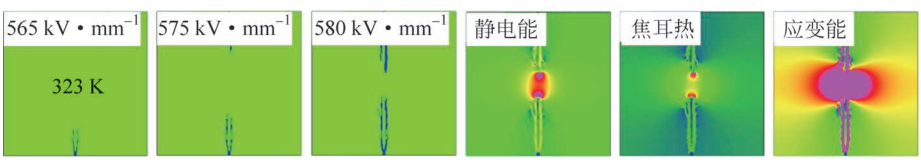


图 3.8　考虑电场、焦耳热和应变作用的击穿模拟在电介质中的应用[20]

## 3.3.2　击穿的其他理论模型

除了相场模型，还有很多方法可以计算电介质的击穿电场，模拟电介质的击穿路径。在计算击穿电场方面，Sun 等[21]提出一种基于第一性原理的方法，该方法包括在给定电场 $E$ 下具有能量 $f$ 的电子获能速率 $A_{\mathrm{e}}$

$$A_{\mathrm{e}} = \frac{e^2 \tau(f) E^2}{3m} \tag{3.22}$$

以及电子失能速率 $B_e$，二者均可由电子和声子结构计算得到。进而得到击穿电场为使 $A_e > B_e$ 成立的最小电场 $E$。在计算击穿路径方面，1984 年 Niemeyer 等[22]提出一种随机模型，这个模型设定击穿起始点及路径的电势为 0，网络边界处为 1，根据泊松方程

$$\nabla^2 \phi = 0 \tag{3.23}$$

即可得到网格中每一个点的电势。在已有路径的基础上，每一个模拟步都只增加一个相邻的击穿网格，这个网格点被击穿的概率为

$$\text{Prob.} = \frac{\phi(\boldsymbol{r})^{\eta_1}}{\sum \phi(\boldsymbol{r})^{\eta_1}} \tag{3.24}$$

式中，参数 $\eta_1$ 决定了击穿概率和电势（局部电场）的依赖关系。在气体中，通常有 $\eta_1 = 1$，而在固体中往往 $\eta_1 \neq 1$，这意味着击穿的概率与电势的关系偏离线性关系。这种方法可以很好地模拟电树枝的形貌，也可以预测电树枝的分形特性（图 3.9），但该模型的参数选取往往缺乏更深刻的物理含义。

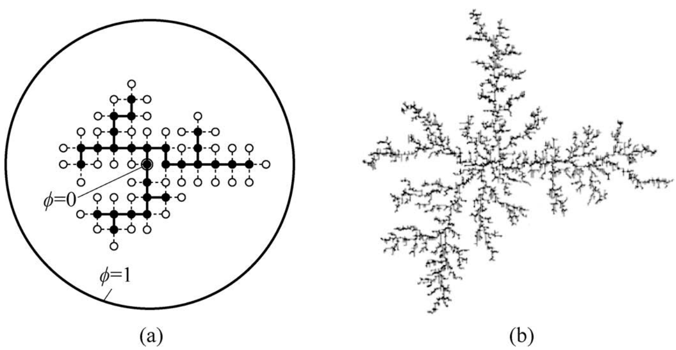


图 3.9 电击穿随机模型[22]

（a）电势分布示意图；（b）电树枝形貌

# 参考文献

[1] DISSADO L A, FOTHERGILL J C. Electrical degradation and breakdown in polymers[M]. London: Institution of Engineering and Technology, 1992.

[2] SU J, DU B, LI J, et al. Electrical tree degradation in high-voltage cable insulation: progress and challenges[J]. High Voltage, 2020, 5(4): 353-364.

[3] FRÖHLICH H, PARANJAPE B V. Dielectric breakdown in solids[J]. Proceedings of the Physical Society Section B, 1956, 69(1): 21-32.

[4] 殷之文. 电介质物理学[M]. 2 版. 北京：科学出版社，2003.

[5] SPARKS M, MILLS D L, WARREN R, et al. Theory of electron-avalanche breakdown in