

Хансиоахим Блум



**СХЕМОТЕХНИКА
И ПРИМЕНЕНИЕ
МОЩНЫХ ИМПУЛЬСНЫХ
УСТРОЙСТВ**

УДК 621.374
ББК 32.844+32.847
Б70

Блум, Хансиоахим.
Б70 Схемотехника и применение мощных импульсных устройств / Хансиоахим Блум ; пер. с англ. Рабодзея А. М. — М.: Додэка-XXI. — 352 с.: ил. (Серия «Силовая электроника»).

ISBN 978-5-94120-191-4

В книге изложены физические и технические основы создания и применения импульсов высокого напряжения с очень большой мощностью и энергией. В первой части описаны компоненты, материалы и методы измерений, используемые в технике получения мощных импульсов. Во второй части — некоторые из наиболее перспективных применений этой техники в биоэлектрике, поверхностной обработке металлов, медицине, селективном размельчении различных материалов и т. д., а именно: генераторы мощных импульсов электрического и магнитного поля, источники интенсивного импульсного излучения и импульсных электрических разрядов.

Книга представляет собой, по сути, путеводитель по огромному количеству публикаций по данной тематике, как классических, так и современных.

Книга предназначена широкому кругу читателей, которые хотят ближе ознакомиться с основными идеями и методами, используемыми в сфере мощных импульсных устройств, а особо будет полезна студентам, преподавателям вузов, инженерам и ученым.

УДК 621.374
ББК 32.844+32.847

ISBN 978-5-94120-191-4 (рус.)
ISBN 3-540-26137-0 (англ.)

© Springer-Verlag Berlin Heidelberg
© Додэка-XXI
® Серия «Силовая электроника»

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие переводчика	7
Символы и аббревиатуры	8
Предисловие	12
Глава 1. ВВЕДЕНИЕ	15
1.1. Схемотехника мощных импульсных устройств	15
1.2. Преимущества	19
Глава 2. СТАТИЧЕСКАЯ И ИМПУЛЬСНАЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ПРОЧНОСТЬ ДИЭЛЕКТРИКОВ	21
2.1. Введение	21
2.2. Газы	23
2.3. Жидкости	42
2.4. Твердые тела	58
2.5. Статистическая интерпретация измерений электрической прочности	66
Глава 3. НАКОПЛЕНИЕ ЭНЕРГИИ	71
3.1. Конденсаторы	71
3.2. Генераторы Маркса	79
3.3. Индуктивные накопители энергии	90
3.4. Умножение мощности и напряжения	91
3.5. Роторные и униполярные генераторы	93
Глава 4. КЛЮЧИ	99
4.1. Замыкающие ключи	99
4.2. Размыкающие ключи	137
Глава 5. ЦЕПИ ФОРМИРОВАНИЯ ИМПУЛЬСОВ	153
5.1. Длинные линии	153
5.2. <i>RLC</i> -цепи	163
5.3. Моделирование цепей с помощью программы LEITER	170
Глава 6. ПЕРЕДАЧА ИМПУЛЬСОВ И ТРАНСФОРМАТОРЫ	175
6.1. Магнитная самоизоляция в вакуумной линии передачи	175

6.2. Импульсные трансформаторы	198
6.3. Высоковольтные источники питания	203
6.4. Трансформаторные линии	209
Глава 7. СЛОЖЕНИЕ МОЩНОСТЕЙ И НАПРЯЖЕНИЙ	211
7.1. Сложение мощностей	211
7.2. Сложение напряжений	212
Глава 8. ПРИМЕРЫ ГЕНЕРАТОРОВ МОЩНЫХ ИМПУЛЬСОВ	220
8.1. Генераторы одиночных импульсов	220
8.2. Генераторы повторяющихся импульсов	225
Глава 9. СРЕДСТВА ИЗМЕРЕНИЙ	229
9.1. Датчики электромагнитного поля	229
9.2. Измерение тока с помощью резисторов	236
9.3. Измерение тока с использованием эффекта Фарадея	238
9.4. Электрооптические способы измерения напряженности электрических полей.	240
9.5. Магнитный анализатор энергии ионов	242
9.6. Монитор напряжения	243
Глава 10. ПРИМЕНЕНИЕ ИМПУЛЬСНЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ	245
10.1. Импульсные электрические поля	245
10.2. Импульсные магнитные поля.	257
Глава 11. ИСТОЧНИКИ МОЩНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ	276
11.1. Генераторы мощных электронных пучков	276
11.2. Ионные пучки большой мощности	291
Глава 12. ИМПУЛЬСНЫЕ РАЗРЯДЫ В ТВЕРДЫХ ТЕЛАХ И ЖИДКОСТЯХ	300
12.1. Экстракорпоральная ударная литотрипсия	300
12.2. Разрушение твердых диэлектриков с помощью электрических импульсов	302
12.3. Применение в промышленности	313
Список литературы	327
Предметный указатель	343
О программе LEITER	347

1.1. Схемотехника мощных импульсных устройств

Импульсные устройства — это схемы, в которых запасенная электрическая энергия выделяется на нагрузке в форме коротких одиночных импульсов или в форме последовательности коротких импульсов с управляемой частотой повторения. Цель этой книги — описать физические и технические основы производства и применения высоковольтных импульсов с очень большой мощностью и энергией. Такие импульсы требуются для ряда нагрузок, либо способных работать только в импульсном режиме, либо обеспечивающих улучшение характеристик при работе в импульсных режимах.

Мы будем говорить об электрических импульсах с мощностями порядка гигаватта (10^9 Вт) при энергии в импульсе порядка килоджоуля и более. В настоящее время для одиночных импульсов наивысшие достигнутые энергия и мощность имеют порядок 100 МДж и несколько сот тераватт соответственно. При этом напряжение составляет от 10 кВ до 50 МВ, а ток — от 1 кА до 10 МА.

В дополнение к мощности и энергии импульсы характеризуются формой, т. е. временем нарастания и спада, а также длительностью плоской вершины и ее неравномерностью. Типовые значения полной длительности импульсов, которые мы будем рассматривать, находятся в диапазоне от нескольких наносекунд до нескольких микросекунд. Основные временные параметры импульсов показаны на **Рис. 1.1**.

Время нарастания определяется как время, за которое напряжение нарастает от 10 до 90% амплитуды. Аналогично определяется и время спада. И время нарастания, и время спада импульсов зависят от импеданса нагрузки, который в большинстве случаев меняется во времени. Для длительности импульса нет однозначного определения. Иногда под длительностью импульса понимается его длительность по уровню половины от его максимальной амплитуды (FWHM). Однако для некоторых приложений лучше определять длительность по уровню 90% от максимальной амплитуды. Плоскостность (неравномерность) вершины импульса является важным требованием при управлении некоторыми нагрузками, например элементами Поккельса.

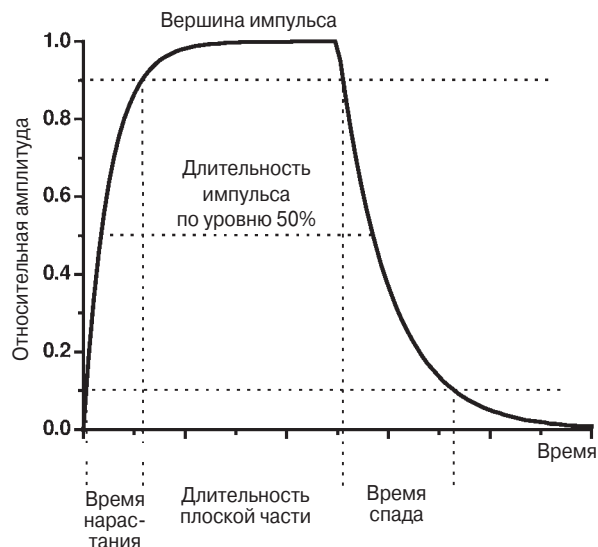


Рис. 1.1. Основные параметры формы импульсов.

Генераторы, используемые для создания мощных электрических импульсов, всегда основаны на сравнительно медленном накоплении энергии в каком-либо «резервуаре» и быстром ее выделении при включении того или иного ключа. В этом процессе всегда имеет место многократное увеличение мощности. Для достижения требуемого коэффициента умножения мощности этот процесс может быть повторен несколько раз.

В дополнение к умножению мощности эти схемы также используются для формирования собственно импульса, т. е. создания требуемых времени нарастания и длительности. Для оптимизации передачи энергии в нагрузку, может оказаться необходимым применение трансформации импедансов. На Рис. 1.2 приведена структурная схема генератора мощных импульсов.

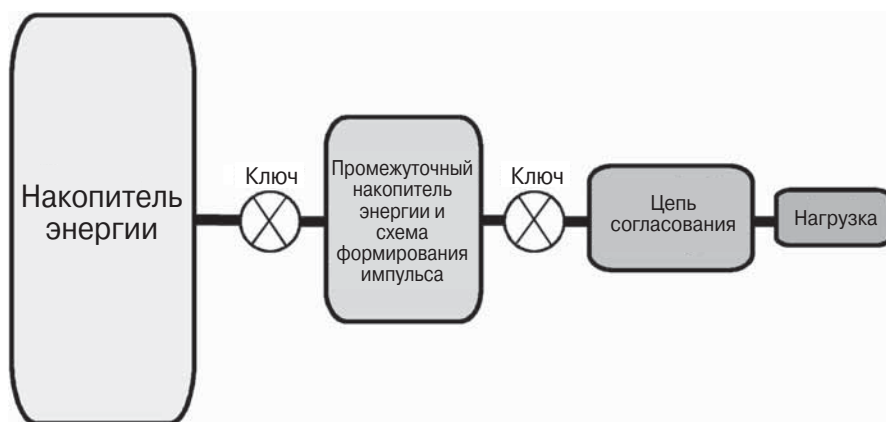


Рис. 1.2. Обобщенная структурная схема генератора мощных импульсов.

Энергия может быть накоплена в химической, механической или электрической формах. В некоторых приборах химические взрывчатые вещества используются для сжатия предварительно созданного магнитного поля и тем самым увеличения энергии, которая может быть из него получена. Химические накопители энергии мы обсудим в гл. 10 этой книги.

Механическая энергия может быть накоплена и сохранена в форме кинетической энергии вращения ротора. В этом случае энергия равна $W_{\text{KIN}} = (1/2) \Theta \omega^2$, где Θ — момент инерции, а ω — угловая скорость вращения. Для массивного цилиндра $\Theta = (1/2)Mr^2$, где M и r — масса и радиус цилиндра соответственно. Таким образом, плотность запасаемой во вращающемся роторе энергии равна $w_{\text{KIN}} = (1/4)r^2\omega^2$. Предел плотности энергии ограничен в этом случае механической прочностью материала, использованного в конструкции ротора. Взаимосвязь между пределом текучести Σ и максимальной скоростью вращения ω_{MAX} описывается формулой $\Sigma = \rho\omega_{\text{MAX}}^2 r^2/2$. Для цилиндра из нержавеющей стали радиусом 1 м получается $\omega_{\text{MAX}} = 400/\text{с}$. При этом достигается плотность запасаемой энергии $w_{\text{KIN}} = 4 \times 10^4 \text{ Дж/кг} = 3.1 \times 10^8 \text{ Дж/м}^3$, что намного больше, чем у накопителей электрической энергии. Проблемой для механических накопителей является высвобождение этой энергии за достаточно короткое время. Таким образом, в общем случае, чтобы получить от механического накопителя энергии требуемый уровень мощности в импульсе, требуется еще несколько каскадов электрического преобразования энергии.

Электрическая энергия может быть накоплена либо с помощью конденсатора в форме электрического поля, либо с помощью индуктивности в форме магнитного поля. В первом случае мы имеем $w_E = \varepsilon\varepsilon_0 E^2/2$, что, при использовании пропитанной маслом бумаги в качестве изолятора с $\varepsilon = 6$ и электрической прочностью $E = 0.78 \times 10^8 \text{ В/м}$, обеспечивает максимальную плотность запасаемой энергии $w_E = 161 \text{ кДж/м}^3$. С учетом ограничений, накладываемых, например, необходимостью корпусирования конденсатора, реально достижимая плотность энергии в этом случае оказывается вдвое меньше, т. е. 80 кДж/м^3 .

Для накопленной в магнитном поле энергии — $w_B = B^2/2\mu_0$. Факторами, ограничивающими плотность запасаемой энергии, в этом случае являются расплавление поверхности проводников либо механические силы, воздействующие на элементы конструкции катушки индуктивности. Нагрев поверхности проводников происходит под воздействием вихревых токов, возбуждаемых магнитным полем. Для проводящего полупространства температура поверхности в общем виде определяется уравнением [Кноерфел, 1970]

$$c_v \rho T(0, t) = \frac{1}{2\mu_0} B^2(0, t) \vartheta(t), \quad (1.1)$$

где c_v и ρ — удельная теплоемкость и плотность материала проводника,

$T(0, t)$ — температура поверхности,

$B(0, t)$ — магнитная индукция на поверхности проводника,

$\vartheta(t)$ — коэффициент, зависящий от формы импульсов поля.

Для меди максимальное значение магнитной индукции находится в пределах 50...100 Тл (в зависимости от формы импульсов). Для определения ограничений, возникающих из-за механических сил, мы используем критерий статического воздействия на защитную оболочку, справедливый для времени нарастания тока (и, следовательно, продолжительности импульса механического давления), большего, чем период собственных колебаний в защитной оболочке [Кноерфел, 1970]:

$$\frac{B^2}{2\mu_0} < \Sigma_Y \frac{r_0^2 - r_1^2}{r_0^2 + r_1^2}, \tag{1.2}$$

где Σ_Y — предел текучести материала защитной оболочки,

r_0 и r_1 — внешний и внутренний радиусы защитной оболочки соответственно.

Для толстого цилиндра ($r_0 = 2r_1$) из медно-бериллиевого сплава ($\Sigma_Y = 1000 \text{ н/мм}^2$) получается $B < 38 \text{ Тл}$. В этом случае средняя плотность энергии внутри защитной оболочки (т. е. радиуса r_0) равна $w_B = 39000 \text{ кДж/м}^3$. Отсюда следует, что, даже принимая во внимание необходимость введения в конструкцию магнитных накопителей энергии узлов крепления, изоляции и т. д., плотность накапливаемой энергии в магнитном поле превышает на два порядка максимально возможную плотность энергии в электрическом поле.

На **Рис. 1.3** приведена структурная схема генератора с емкостным накопителем энергии. В этом генераторе используется один или несколько замыкающих ключей, которые остаются разомкнутыми в процессе заряда накопителя и сохранения его заряженного состояния. Когда ключ замыкается, вследствие того что ток разряда намного превосходит ток заряда конденсатора, происходит умножение мощности.

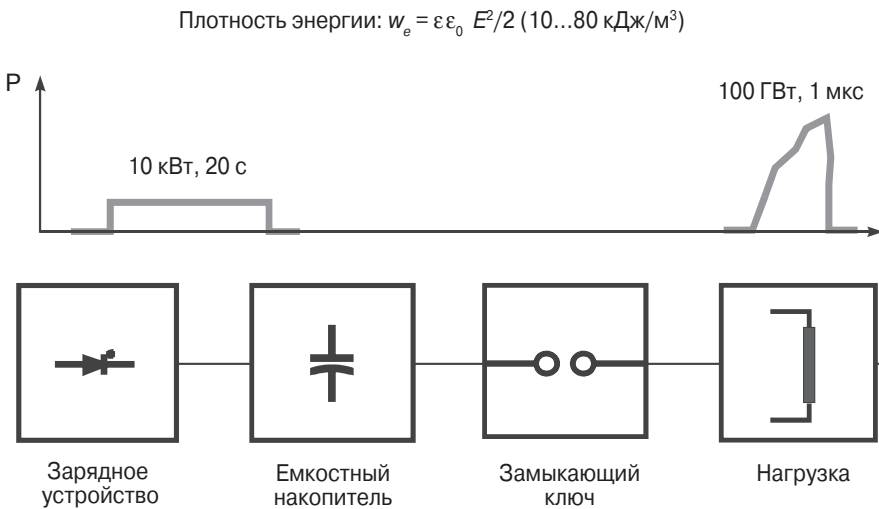


Рис. 1.3. Структурная схема генератора с емкостным накопителем энергии и замыкающим ключом. Приведенные значения мощностей и времени характерны для генераторов мощных одиночных импульсов. До нагрузки доходит около 50% накопленной энергии.

Генератор с индуктивным накопителем энергии (**Рис. 1.4**) требует использования размыкающего ключа, который должен быть замкнут и пропускать большой ток во время накопления энергии. После завершения процесса «зарядки» ключ должен мгновенно разомкнуться и при этом противостоять воздействию импульса высокого напряжения. В генераторе с индуктивным накопителем энергии умножение мощности достигается увеличением напряжения. Для уменьшения потерь в процессе «зарядки» для генератора с индуктивным накопителем энергии требуется источник питания с большим выходным током. Из-за того, что размыкающие ключи с подходящими параметрами намного сложнее сделать, чем замыкающие ключи, в большинстве генераторов импульсов большой мощности применяются емкостные накопители энергии, хотя они и имеют намного меньшую удельную плотность энергии, чем индуктивные.

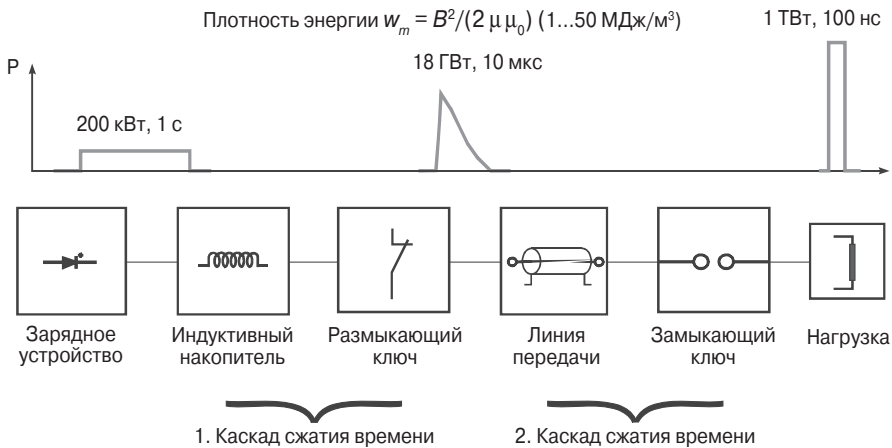


Рис. 1.4. Структурная схема генератора с индуктивным накопителем энергии и размыкающим ключом. Только первый каскад сжатия времени имеет индуктивный накопитель. Второй каскад имеет емкостный накопитель и замыкающий ключ. Как и ранее, потери составляют около 50%.

1.2. Преимущества

Так в чем же уникальные преимущества импульсов большой мощности? Основной их характеристикой является большое отношение импульсной мощности к ее среднему значению. При этом могут быть использованы явления, обладающие некими порогами возникновения, а также нелинейные эффекты. Например, импульс сильного электрического поля может вскрыть мембраны биологических клеток или привести к взрывному возникновению автоэмиссии электронов из металлических поверхностей. Кроме того, большое отношение импульсной мощности к ее среднему значению способствует подавлению зачастую нежелательных тепловых процессов и позволяет избежать возникновения таких явлений, как электрический пробой. Использование коротких импульсов обеспечивает высокое разрешение, например, в радиолокации или рентгеновской радиографии.

Начиная со Второй мировой войны, развитие импульсной техники в основном следовало требованиям военной техники как в части оружия, использующего импульсы большой мощности, так и в части инструментов для моделирования и диагностики. Значительные усилия были приложены к разработке таких систем, как электромагнитные пушки и лучевое оружие. Несмотря на эти усилия, за исключением импульсных радиолокаторов, ни одно из военных применений техники высокой мощности не получило развития. Однако для военных научных и исследовательских программ было разработано много систем, использовавших импульсы большой мощности. К ним, например, относятся установки для изучения воздействия ядерного оружия, для определения свойств материалов под воздействием высоких ударных нагрузок и генерации мощных импульсов жесткого рентгеновского излучения для получения изображений быстропротекающих процессов.

Недавний прогресс в разработке надежных и доступных компонентов для построения систем генерации импульсов большой мощности (таких, как высоковольтные конденсаторы с большим сроком службы и новые типы высоковольтных полупроводниковых ключей) возбудили новую волну интереса к использованию импульсов большой мощности для коммерческих и промышленных целей. В отличие от военных применений в этом случае на первый план выступают экономические соображения.

Основные области применения импульсов большой мощности (1 ГВт...100 ТВт, 1 кДж...100 МДж, 10 кВ...50 МВ) это:

- создание импульсных электрических и магнитных полей;
- источники интенсивных излучений (электронов, ионов, рентгеновских лучей, сверхвысокочастотных радиоволн);
- создание электрических разрядов (плазмы).

(Области применения будут детально рассмотрены в гл. 10...12.) Мощные импульсы успешно применяются, например, в медицине для дефибрилляции и литотрипсии, в пищевой промышленности для стерилизации продуктов рентгеновским излучением. Принцип действия дефибрилляторов и литотрипсеров основан на воздействии электрического поля и импульсов давления, создаваемых электрическими разрядами.

Очевидно, что использование импульсов большой мощности может принести успех только в тех областях применения, где они оказываются эффективнее существующих приемов, или для выполнения задач, которые иначе не разрешимы.

Книгу можно условно разделить на две части. В первой части (гл. 2...9) представлены физические и электрические основы техники получения мощных импульсов. Во второй части (гл. 10...12) описаны некоторые из наиболее перспективных, находящихся на стадии становления областей применения этой техники.

СТАТИЧЕСКАЯ И ИМПУЛЬСНАЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ПРОЧНОСТЬ ДИЭЛЕКТРИКОВ

2.1. Введение

Газы, жидкости и твердые диэлектрические вещества используются как изоляторы в таких устройствах, как конденсаторы, высоковольтные линии передачи энергии и трансформаторы, а также в качестве рабочей среды в ключах. Предельные характеристики этих устройств определяются электрической прочностью используемого диэлектрика и его диэлектрической проницаемостью.

Электрическая прочность изолятора может быть качественно определена как максимальная напряженность электрического поля, которую данный материал может выдержать в течение определенного времени. А вот при количественном рассмотрении приходится сталкиваться с большим числом разнообразных явлений. Факторы, которые влияют на электрическую прочность, могут быть выражены в виде интегрального воздействия напряженности поля и времени, связанного с вероятностью отказа (пробоя) следующим выражением:

$$\ln[1 - F(E, t)] = -\alpha \int_0^t E^b t^a dt.$$

Здесь $F(E, t)$ представляет собой вероятность пробоя за время t под воздействием напряженности поля E , которое, в свою очередь, может быть функцией t ; a , b и α являются постоянными, которые должны быть определены экспериментально. Другими факторами, влияющими на электрическую прочность, являются геометрия образца, давление, температура и материал, из которого изготовлены электроды.

Пробой диэлектриков представляет собой явление, подчиняющееся законам статистики. Невозможно предсказать с определенностью время наступления пробоя, можно лишь рассчитать вероятность пробоя при заданной напряженности поля, определяемой напряжением и геометрией электродов. На микроскопическом уровне для пробоя требуется наличие заряженных частиц, которые получают достаточно энергии от приложенного электрического поля, чтобы ионизировать вещество и породить новые заряженные частицы. В большинстве случаев в про-

цессах пробоя доминируют электроны ввиду их намного большей подвижности по сравнению с ионами.

Для того чтобы электроны получили достаточную энергию из поля между столкновениями, их средний свободный пробег в данном веществе должен быть довольно большим. Если пренебречь тем, что в разных веществах энергии ионизации отличаются, и допустить, что средний свободный пробег зависит исключительно от плотности данного вещества, электрическая прочность должна быть одинаковой для веществ с равной плотностью. На **Рис. 2.1** показан график зависимости электрической прочности различных веществ от их плотности. Из этого графика следует, что электрическая прочность слабо зависит от состояния вещества и сильно — от его плотности.

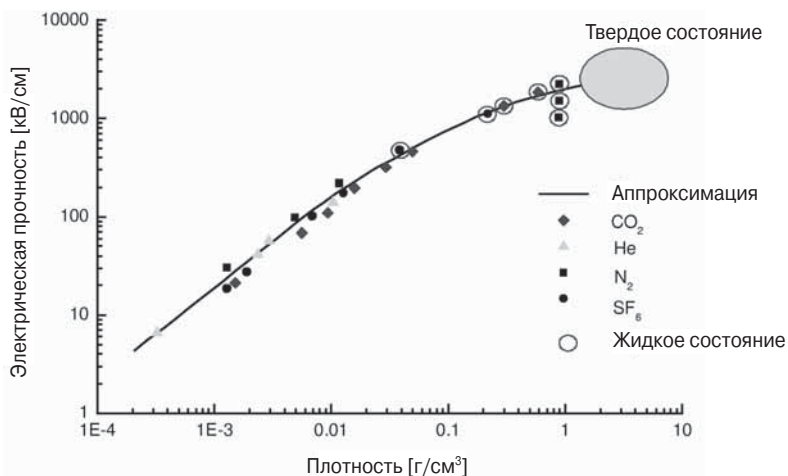


Рис. 2.1. Статическая электрическая прочность различных газов и жидкостей в зависимости от плотности [Cooke, 1998].

Если газы и жидкости самовосстанавливаются после пробоя, т. е. их электрическая прочность возвращается к исходному значению¹⁾, то твердые диэлектрики разрушаются необратимо. С другой стороны, твердые диэлектрики всегда необходимы, если требуется противостоять механическим силам. Жидкие диэлектрики предпочтительны при необходимости обеспечения отвода большого количества тепла.

Несмотря на ряд общих черт в явлении электрического пробоя в разных средах, существует и много различий, особенно в возникновении и развитии разряда. Таким образом, приходится рассматривать газы, жидкости и твердые тела раздельно. В следующих разделах мы рассмотрим электрическую прочность этих материалов феноменологически, с выделением практических аспектов и формул, полезных при конструировании импульсных устройств большой мощности.

¹⁾ Если не происходит химических реакций. — *Примеч. пер.*

2.2. Газы

2.2.1. Статический пробой

Электрическая прочность газов определяется величиной их эффективного поперечного атомного и молекулярного сечения, зависящего от скорости взаимодействия с электронами. Особый интерес представляют сечения ионизации и рекомбинации¹⁾.

Понятие *сечение реакции* (эффективное поперечное сечение частиц газа) основано на предположении, что взаимодействие между «атомным снарядом» и атомом или молекулой может возникнуть, только если «снаряд» пролетает через определенную площадь вокруг центра этого атома или молекулы. Сечение реакции, таким образом, можно рассматривать как площадь мишени, в которую необходимо попасть, чтобы получить ту или иную реакцию (ионизации, возбуждения, рекомбинации и т. д.). Следовательно, если мы имеем n атомов в единице объема газового слоя толщиной dx и сечением σ , то получится $nAdx$ мишеней на площади A , которые маскируют площадь $nAdx\sigma$. Вероятность того, что частица вызовет взаимодействие в этом слое, таким образом, равна $\sigma ndx = \Sigma dx$. Следовательно, если N частиц войдут в этот слой, число прошедших слой частиц, не претерпевших столкновений, уменьшится на величину $dN = -\Sigma Ndx$. После прохождения слоя толщиной x только $N(x) = N_0 \exp(-\Sigma x)$ частиц не подвергнутся взаимодействию. Средний свободный пробег частиц λ , таким образом, равен

$$\lambda = \int_0^{\infty} x \frac{\Sigma N(x)}{N_0} dx = \frac{1}{\Sigma}. \quad (2.1)$$

А теперь рассмотрим движение электронов в электрическом поле с напряженностью E . В среднем, за время между двумя столкновениями, их кинетическая энергия увеличится на $eE\lambda = (m/2)v^2$. Их скорость возрастет на $v = (2eE\lambda/m)^{1/2}$. Если v намного больше, чем тепловая скорость, устанавливается распределение скоростей, отличное от распределения Максвелла. Форма кривой этого распределения $g(v)dv$ определяется воздействием электрического поля E и плотностью газа n , которые определяют значение λ . Однако, вследствие того что сечение σ зависит от энергии, λ также зависит от энергии. Определение самосогласованного (взаимосвязанного) распределения $g(v)dv$, таким образом, оказывается сложной проблемой, которую мы не будем рассматривать здесь (например, см. [Llewellyn-Jones, 1957]).

Предположим, что нам известна равновесная функция распределения скоростей $g(v)dv$ потока электронов, движущихся в газе под воздействием однородного электрического поля. Найдем число столкновений в секунду, вызывающих увеличение числа электронов. $\tau_i = \lambda_i/v$ является средним временем между ионизационными столкновениями электронов со скоростью v . Следовательно, скорость ио-

¹⁾ А также время рекомбинации. — *Примеч. пер.*

низации будет $1/\tau_i = \nu/\lambda_i = \Sigma_i \nu$. Тогда число электронов вследствие ионизации увеличится на

$$\frac{dN_e}{dt} = N_e \int_0^{\infty} \Sigma_i \nu g(\nu) d\nu. \quad (2.2)$$

Если мы сейчас заменим dN/dt на $\delta N/\delta t + \nu \delta N/\delta x$, и предположим, что поток электронов не увеличивается, т. е. $\delta N/\delta t = 0$, и введем среднюю скорость потока $\langle \nu \rangle$, то можно записать $dN_e = N_e \alpha dx$, где

$$\alpha = \frac{\int_0^{\infty} \Sigma_i(\nu) \nu g(\nu) d\nu}{\langle \nu \rangle}. \quad (2.3)$$

Здесь α — коэффициент ионизации. С этими определениями можно рассчитать рост электронов в лавине под воздействием электрического поля:

$$N_e(x) = N_0 \exp(\alpha x). \quad (2.4)$$

Важно понимать, что α/p является исключительно функцией E/p , где p является давлением газа при нормальных условиях. Это может быть выведено, если разложить $g(\nu)$ в ряд Тейлора относительно $\langle \nu \rangle$ и принять во внимание тот факт, что $\langle \nu \rangle$ должна быть пропорциональна квадратному корню напряженности электрического поля, умноженного на средний свободный пробег λ , который обратно пропорционален давлению p . Следовательно,

$$\alpha/p = F(E/p). \quad (2.5)$$

Из этих рассуждений следует, что можно вывести отношение α/p или эквивалентное ему α/n из доступных данных относительно сечений взаимодействия. На **Рис. 2.2** приведены для сравнения экспериментальные результаты определения α/n для азота и расчетные значения этого отношения.

Вторичные электроны могут высвободиться из катода под воздействием ионов, дрейфующих к нему. При этом также могут возникать кванты света из-за процессов рекомбинации и перехода атомов или молекул газа из возбужденного в невозбужденное состояние. Таким образом, существует связь между первичной лавиной электронов и вторичными лавинами. Если предположить, что любой электрон, который движется в слое лавины dx , высвобождает ωdx электронов из катода, то можно найти условия баланса следующим путем. (Здесь ω — коэффициент вторичной эмиссии электронов.)

Пусть $N(x)$ — число электронов в потоке на его сечении x . Тогда, после прохождения пути dx , их число увеличится вследствие ионизационных столкновений на величину $dN = N(x)\alpha dx$. Если катод покидает $N(0)$ электронов, то анода достигнут $N(d) = N(0)\exp(\alpha d)$, где d — расстояние между анодом и катодом. В стати-

онарном состоянии каждый электрон, проходя путь dx , высвобождает ωdx вторичных электронов. Таким образом, общее число электронов, покинувших катод, равно

$$N(0) = N_0 + \omega \int_0^d N(x) dx, \quad (2.6a)$$

$$N(0) = N_0 + \frac{\omega}{\alpha} N(0)(e^{\alpha d} - 1). \quad (2.6b)$$

Решая относительно $N(0)$ и подставляя результат в уравнение для $N(d)$, получаем

$$N(d) = \frac{N_0 e^{\alpha d}}{1 - (\omega/\alpha)(e^{\alpha d} - 1)}, \quad (2.7)$$

где N_0 — число электронов, покинувших катод под влиянием внешнего воздействия. Как следует из этого выражения, при условии $\gamma(e^{\alpha d} - 1) = 1$ лавинообразный рост числа электронов не имеет ограничения (здесь $\gamma = \omega/\alpha$). Это условие известно как *условие Таунсенда* для зажигания самостоятельного разряда. В этом случае изоляционный слой в промежутке катод—анод пробивается и развивается самоподдерживающийся разряд.

Вследствие того что α/p является исключительно функцией E/p , и в предположении, что ω/P также является функцией E/p (что было подтверждено экспериментально), условие Таунсенда представляет функциональную связь расстоя-

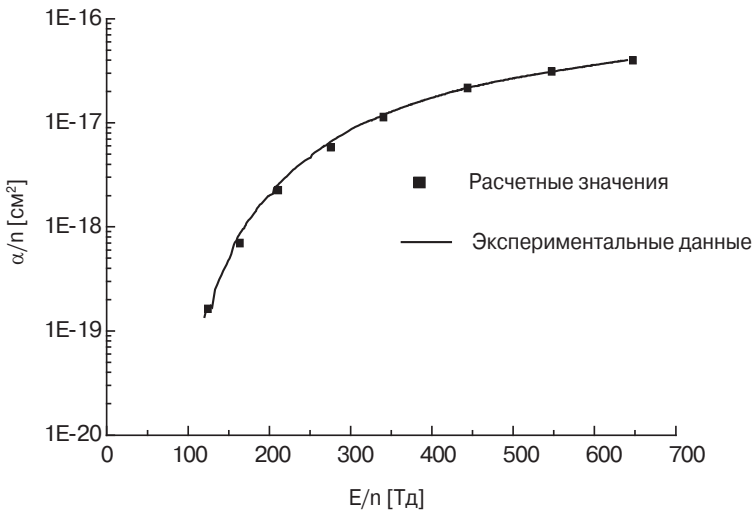


Рис. 2.2. Экспериментальные и расчетные значения α/n для азота [Meek and Craggs, 1978]. Значение E/n указано в старых единицах измерения — таунсендах (Тд), причем $1 \text{ Тд} = 10^{-17} \text{ В}\cdot\text{см}^2$.

ния между электродами d и напряжением, при котором возникает пробой. В обозначениях $\alpha/p = f(E/p)$ и $\omega/p = F(E/p)$, условие Таунсенда можно переписать в следующей форме:

$$\frac{F(E/p)}{f(E/p)} (e^{f(E/p)pd} - 1) = 1. \quad (2.8)$$

Так как $E = U/d$, выражение (2.8), после решения относительно U , может быть записано в форме

$$U_B = \Pi(pd), \quad (2.9)$$

которая означает, что напряжение пробоя U_B в зазоре с однородным электрическим полем является функцией Π произведения давления на расстояние между электродами для данного газа и материала электродов. Это соотношение известно как закон Пашена [Paschen, 1889].

В некоторых условиях функциональная связь между α/p и E/p может быть аппроксимирована выражением

$$\alpha/p = Ae^{-Bp/E}, \quad (2.10)$$

где A и B являются постоянными для данного газа. Вводя это соотношение в (2.8) и используя экспериментально установленный факт, что γ слабо зависит от E/p в широком диапазоне, и после решения относительно U_B , выражение (2.9) можно преобразовать к виду

$$U_B = \frac{Bpd}{\ln[Apd / \ln(1 + 1/\gamma)]}. \quad (2.11)$$

Из этого уравнения следует, что при больших и малых значениях pd напряжение пробоя U_B возрастает. Следовательно, кривая зависимости U_B от pd имеет минимум, известный как *минимум Пашена*. Расчет значения этого минимального напряжения пробоя из уравнения (2.11) дает следующий результат:

$$U_{B \min} = e \ln \left(1 + \frac{1}{\gamma} \right) \frac{B}{A}. \quad (2.12)$$

Аналогично минимальное значение pd равно

$$pd_{B \min} = e \frac{\ln(1 + 1/\gamma)}{A}. \quad (2.13)$$

При напряжениях ниже, чем $U_{B \min}$, невозможно вызвать пробой в зазоре между электродами с однородным электрическим полем, и при этом не имеет значения, каковы давление или расстояние между электродами. На **Рис. 2.3** приведены полученные экспериментально напряжения пробоя при различных значениях pd для атмосферного воздуха и кривая Пашена, рассчитанная теоретически с использованием параметров, указанных в **Табл. 2.1**.

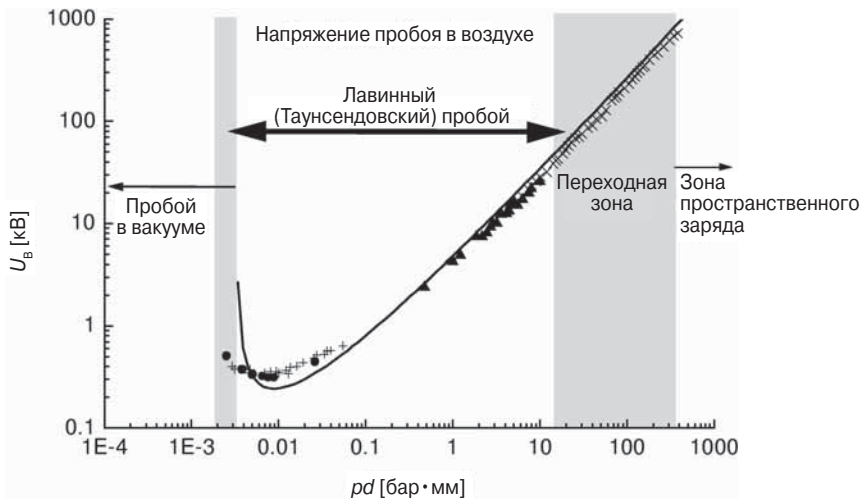


Рис. 2.3. Экспериментальные и расчетные кривые Пашена для атмосферного воздуха.

Таблица 2.1. Экспериментально определенные значения постоянных A и B для различных газов

Газ	A [1/(мм·бар)]	B [кВ/(мм·бар)]	Диапазон применимости E/p [кВ/мм·бар]
Воздух	1130	27.4	11...45
N_2	977	25.5	8...45
H_2	376	9.8	11...30
He	210	2.6	2...11
Ar	1020	13.5	8...45
CO_2	1500	34.9	37...75

Теоретически при некоторых (достаточно малых) значениях pd напряжение пробоя обращается в бесконечность из-за того, что становится невозможно создать лавину электронов. На практике этого не происходит, потому что при очень больших напряженностях электрического поля возникает так называемая холодная эмиссия электронов из электродов¹⁾.

Наиболее широко используемым газом с высокой электрической прочностью является гексафторид серы SF_6 . Он входит в группу так называемых *электронегативных газов*, обладающих способностью присоединять к своим молекулам электроны, которые при этом превращаются в отрицательные ионы. Для описания поведения данных газов при пробое следует ввести коэффициент присоединения η .

¹⁾ Которую теория Таунсенда не учитывает, равно как термоэлектронную. — Примеч. пер.

Этот коэффициент определяет вероятность присоединения электрона на единичную величину его пробега. Аналогично α/p , η/p является функцией E/p . Кроме SF₆, некоторые другие газы, содержащие галогены (Cl, F, I и т. д.), а также O₂ являются электроотрицательными. Эффективный коэффициент ионизации α_e определяется как разность между α и η :

$$\alpha_e = \alpha - \eta = pf(E/p). \tag{2.14}$$

Формирование лавины электронов становится возможным, только если α_e больше 0. Для SF₆ это имеет место, если E/p больше, чем 8.84 кВ/мм·бар. $(\alpha - \eta)/p$ может быть выражено как линейная функция от E/p (см. Рис. 2.4):

$$\frac{\alpha - \eta}{p} = k \left[\frac{E}{p} - \left(\frac{E}{p} \right)_0 \right] \tag{2.15}$$

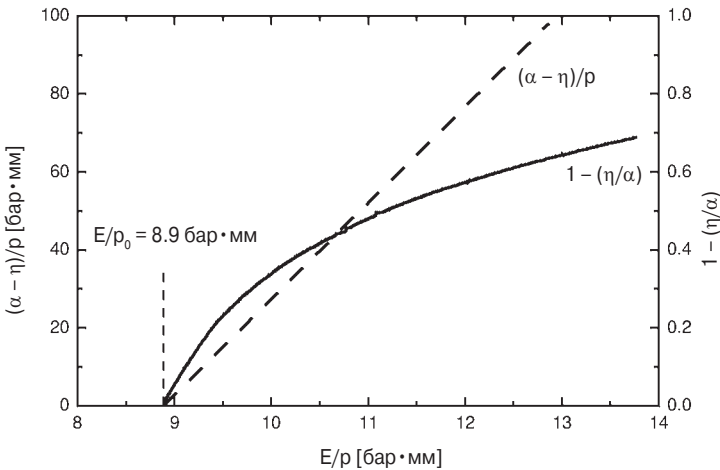


Рис. 2.4. Эффективный коэффициент ионизации $(\alpha - \eta)/p$ и весовая функция $1 - (\eta/\alpha)$, описывающие вероятность того, что электрон вызовет возникновение других электронов в лавине для SF₆.

Итак, для SF₆ имеем $k = 27.7$ кВ и $(E/p)_0 = 8.84$ кВ/мм·бар. Используя эти параметры и соотношение (2.15) для определения напряжения пробоя в статическом режиме в однородном электрическом поле, мы получим

$$U_B = pd \cdot 8.84 \text{ [кВ/мм·бар]} + 0.5 \text{ [кВ]}. \tag{2.16}$$

Характерной особенностью SF₆ является его способность сохранять высокую электрическую прочность даже при разбавлении другими газами (см. Рис. 2.5). Известны пары с электрической прочностью более высокой, чем у SF₆, но большинство из них при атмосферном давлении и комнатной температуре переходят в жидкое состояние. В Табл. 2.2 приведены данные по электрической прочности некоторых газов.

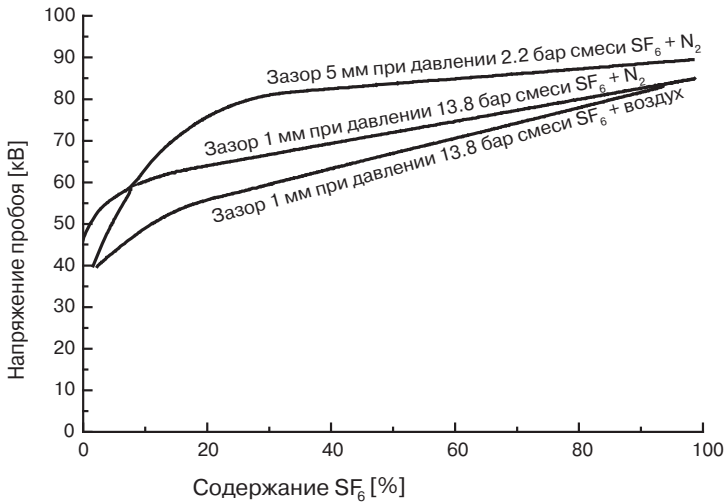


Рис. 2.5. Зависимость напряжения пробоя от содержания SF_6 в смесях с азотом и воздухом.

Таблица 2.2. Относительная электрическая прочность различных газов

Газ	Относительная электрическая прочность
Воздух	1
N_2	1
SF_6	2.5
C_5F_8	5.5
H_2	0.5

Другое полезное приближенное соотношение для напряжения пробоя можно вывести, если применить квадратичную подстановку для относительного коэффициента ионизации. Это соотношение особенно хорошо подходит для газов, не являющихся электронегативными или проявляющих это свойство лишь в малой степени:

$$\frac{\alpha_c}{p} \approx \left[\frac{E}{p} - \left(\frac{E}{p} \right)_0 \right]^2. \quad (2.17)$$

Используя это соотношение и решая относительно U_B , мы получим

$$U_B = (E/p)_0 pd + c(pd)^{1/2}. \quad (2.18)$$

Уравнение (2.18) справедливо только для больших значений pd . В Табл. 2.3 приведены значения постоянных, используемых в (2.18) для различных газов.

Таблица 2.3. Постоянные, используемые в (2.18) для различных газов

Газ	$(E/p)_0$ [кВ/(мм·бар)]	c [кВ/(мм·бар) ^{1/2}]
СО ₂	3.21	5.88
Воздух	2.44	2.12
N ₂	2.44	4.85
H ₂	1.01	2.42

Средняя электрическая прочность газов может существенно изменяться, если электроды имеют сферическую или цилиндрическую форму. Это особенно заметно, если расстояние между электродами существенно больше, чем их радиусы, т. е. $d > R$. Это явление может быть учтено путем введения в формулу (2.18) коэффициента увеличения поля δ , равного отношению максимальной и средней напряженностей полей в зазоре:

$$U_B = \frac{(E/p)_0 pd + c(pd)^{1/2}}{\delta}. \quad (2.19)$$

В Табл. 2.4 приведены формулы для расчета δ для различных конфигураций электродов.

Таблица 2.4. Коэффициенты увеличения поля для различных конфигураций электродов

Конфигурация	$\delta = E_{\text{MAX}}/E_{\text{MEAN}}$
Концентрические цилиндры	$\delta = (R/r - 1)/\ln(R/r)$
Равные сферы	$\delta = X/2r$ для $X/r \gg 1$; $X = d - 2r$
Равные параллельные цилиндры	$\delta = X/(2r \ln(X/r))$ для $X/r \gg 1$; $X = d - 2r$

Примечание. R, r — радиусы, d — расстояния между центрами.

Выражение (2.18) может быть использовано и для очень неоднородных конфигураций электрических полей, но в этом случае взамен d следует применять эффективное расстояние между электродами d_{EFF} . В таких полях лавина движется в направлении более низкой напряженности поля. Из поведения эффективного коэффициента ионизации следует, что, если напряженность поля падает примерно до 80% от его значения вблизи электрода на дистанции, соответствующей 20 актам ионизации, лавина не может существовать (см. обсуждение стримерного пробоя ниже). Таким образом, d_{EFF} определяется как расстояние, на котором напряженность поля падает до 80% от ее максимального значения. Для сферических и цилиндрических электродов $d_{\text{EFF}} = 0.115r$ и $0.23r$ соответственно, где r — радиус кривизны их поверхности.

До сих пор мы пренебрегали пространственным зарядом, который создается в электронной лавине. Это неверно, если при атмосферном давлении число частиц в лавине увеличивается до $10^6 \dots 10^8$. Сравнительно малоподвижные ионы остаются в хвосте лавины, в то время как более подвижные электроны образуют ее головную часть сферической формы. Можно легко найти напряженность электрической