

ЛИТЕРАТУРА

1. Лышевский А. С. Распыливание топлива в судовых дизелях. Л., Судостроение, 1971.
2. Астахов И. В., Трусов В. И., Хачиян А. С. Подача и распыливание топлива в дизелях. М., Машиностроение, 1972.
3. Свиридов Ю. Б. Смесеобразование и сгорание в дизелях. М., Машиностроение, 1972.
4. Трусов В. И., Иванов Л. Л. Некоторые предпосылки к формированию физической модели распыленной струи при впрыске топлива в дизеле.— В кн.: Двигатели внутреннего сгорания. Вып. 2. Ярославль, изд. Ярослав. политехи. ин-та, 1975.
5. Трусов В. И., Иванов Л. Л. Расчетно-экспериментальное исследование некоторых параметров сред, образующихся при распыливании топлива в дизелях.— В кн.: Топливная аппаратура дизелей. Вып. 3. Ярославль, изд. Ярослав. политехн. ин-та, 1975.
6. Мухаметжанов С. Г., Семенов Б. Н. Скоростное микрофотографирование процесса распыления топлива.— Журн. научн. и прикл. фотографии и кинематографии, 1965, № 5.
7. Мороз Э. В., Ханин Н. С. Голографические методы исследования быстротекающих процессов в дизелях.— Изв. высш. учеб. заведений. Машиностроение, 1976, № 7.
8. Антонов Е. А. Особенности голографической регистрации быстротекающих процессов.— В кн.: Голография. Вып. 2. М., изд. Всесоюз. научн.-иссл. ин-та оптико-физических измерений, 1972.
9. Кутовой В. А. Распыливание топлива дизельными форсунками. Вып. 8. М., изд. НИИ, 1959.
10. Бородин В. П. Исследование высоконапорных импульсных струй при помощи рентгенографии.— ПМТФ, 1965, № 5.
11. Reinecke W. G., Waldman G. D. An investigation of water drop desintegration in the region behind strong shock waves.— In: Proc. of the 3th Intern. Conf. on Rain Erosion and Related Phenomena. Wintley. Hampshire, 1970. Рус. пер. Исследование процесса распада водяной капли за фронтом сильной ударной волны.— ВИНТИ, пер. № 95128/1, 1972.
12. Биченков Е. И., Рабинович Р. Л. Переносные импульсные рентгеновские аппараты с безжелезным трансформатором.— В кн.: Тезисы докладов Всесоюзной научно-технической конференции «Современное состояние и перспективы развития высокоскоростной фотографии и кинематографии и метрологии быстротекающих процессов». М., изд. ВНИИОФИ, 1978.
13. Рабинович Р. Л. Переносной импульсный рентгеновский аппарат.— В кн.: Тезисы докладов Всесоюзной научно-технической конференции «Современное состояние и перспективы развития высокоскоростной фотографии и кинематографии и метрологии быстротекающих процессов». М., изд. ВНИИОФИ, 1978.
14. Белкин И. В., Александрович Э.-Г. В. Двухэлектродная трубка для генерации наносекундных импульсов рентгеновского излучения.— ПТЭ, 1972, № 2.
15. Лаврентьев М. А. Кумулятивный заряд и принцип его работы.— УФН, 1957, т. 12, вып. 4.

УДК 533.09

ИССЛЕДОВАНИЕ ДЛИННОЙ СКОЛЬЗЯЩЕЙ ИСКРЫ

С. И. Андреев, Е. А. Зобов, А. Н. Сидоров,
В. Д. Костоусов
(Ленинград)

Исследуются пробойные характеристики скользящих искр длиной до 2,5 м различных газов при разных давлениях. В работах [1, 2] описаны исследования скользящих искр в воздухе при атмосферном давлении. В данной работе исследования проводились в аргоне, неоне, гелии и воздухе при давлениях от 10 до 1600 мм рт. ст. Скользящий разряд возникал на поверхности диэлектрической пленки, которой была обернута металлическая труба, присоединенная к одному из электродов (так называемый «инициатор»). Диаметр инициатора был равен 40 мм. Толщина пленки составляла 0,4—4 мм. Длина разрядного промежут-

ка изменялась от 0,25 до 2,5 м. Разряд осуществлялся в диэлектрической камере диаметром 450 мм, которая откачивалась, а затем наполнялась различными газами.

Источником напряжения служил кабельный трансформатор [1, 2]. Напряжение на вторичной обмотке имело вид затухающей косинусоиды частотой от 30 до 120 кГц. Логарифмический декремент затухания равнялся 10^{-2} .

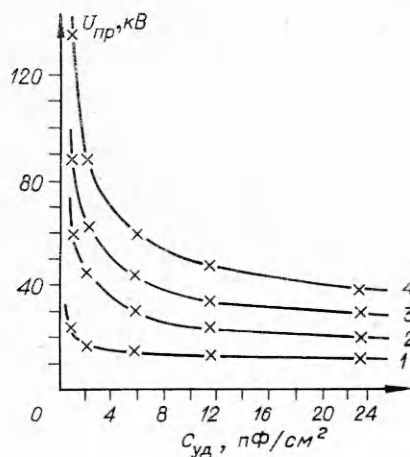
Результаты эксперимента. Во всех экспериментах исследовалась величина пробойного напряжения $U_{пр}$. Эта величина определялась как наименьшая амплитуда, при которой скользящая искра перекрывает разрядный промежуток.

Влияние толщины диэлектрической пленки Δ (мм) можно выразить через влияние удельной емкости пленки $C_{уд} = 0,88 \epsilon/\Delta$, от которого пробойное напряжение зависит однозначно.

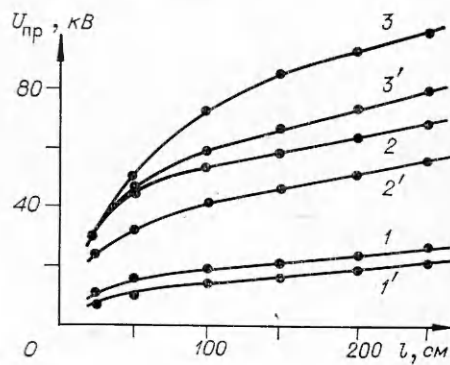
На фиг. 1 приведена зависимость $U_{пр}(C_{уд})$ для аргона, неона, гелия и воздуха (кривые 1—4 соответственно), снятая на длине промежутка $l = 1$ м при атмосферном давлении. Видно, что с ростом $C_{уд}$ вначале $U_{пр}$ резко падает. Но, начиная с $C_{уд} 2-5$ пФ/см², изменение $U_{пр}$ становится слабым. Физически это возможно объяснить тем, что вначале рост $C_{уд}$ приводит к росту емкостного тока, а следовательно, и общего тока через незавершенный канал разряда. Рост тока приводит к уменьшению сопротивления канала и эффективному переносу потенциала высоковольтного электрода (от которого развивается скользящий разряд) в головку незавершенного лидерного канала. Этот потенциал обеспечивает протекание ионизационных процессов у головки и развитие лидера. При достаточно большом значении $C_{уд}$ рост потенциала у головки испытывает насыщение.

Из данных фиг. 1 видно также, что соотношение пробойных напряжений для различных газов слабо зависит от величины $C_{уд}$ при достаточно больших значениях $C_{уд}$. Это можно объяснить также определяющим влиянием ионизационных процессов у головки незавершенного канала лидера. Процессы определяются в основном площадью перед головкой, в которой происходит размножение электронных лавин и стримеров. На фиг. 2 приведена зависимость $U_{пр}$ от длины разрядного промежутка l для аргона (1 и 1'), неона (2 и 2') и гелия (3 и 3') при $C_{уд}$, равном 1,6 (кривые 1—3) и 3,0 пФ/см² (1'—3').

Как отмечалось ранее, для случая воздуха [2] наблюдался перегиб кривой $U_{пр}(l)$. При значениях $l \geq l_{кр}$ напряжение практически линейно растет от l (напряженность поля на отрезке канала от $l_{кр}$ до l остается неизменной). Оказалось, что точка перегиба ($l_{кр}, U_{кр}$) определяется (по крайней мере, в исследованной области)



Фиг. 1



Фиг. 2

только величиной $C_{уд}$ и родом газа (при начальном давлении $p \geq 200$ мм рт. ст.) и от p не зависит:

$$U_{кр} = AC_{уд}^{-0,5}, \text{ кВ}; \quad l_{кр} = BC_{уд}^{-0,5}, \text{ м.}$$

Постоянные $A = 80$, $B = 1,15$ для гелия, $A = 54$, $B = 0,75$ для неона и $A = 17,2$, $B = 0,75$ для аргона. Значения постоянных напряженностей поля в области свыше $l_{кр}$ таковы: $E_{пр} = 14,5$ кВ/м для гелия, $8,3$ кВ/м для неона и $4,5$ кВ/м для аргона.

При $l \geq l_{кр}$ пробойное напряжение можно определить по формуле

$$(1) \quad U_{пр} = 1,1[U_{кр} + E_{пр}(l - l_{кр})], \text{ кВ.}$$

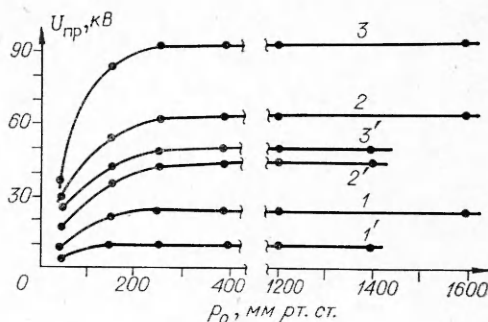
Приведенные значения $U_{кр}$, $l_{кр}$ и $E_{пр}$ позволяют определить $U_{пр}$ по (1) с погрешностью около 10%. На фиг. 3 показана зависимость $U_{пр}$ от давления газов. В отличие от кривых Пашена давление в широкой области не влияет на $U_{пр}$. Кривые 1 и 1' получены для аргона, 2 и 2' — для неона, 3 и 3' — для гелия, кривые 1—3 относятся к случаю толщины пленки $\Delta = 2$ мм ($C_{уд} = 1,6$ пФ/см²) при длине $l = 2$ м, а 1'—3' — $\Delta = 0,5$ мм ($C_{уд} = 3$ пФ/см²) при длине 0,5 м.

Тот факт, что давление газа в широких пределах не влияет на развитие лидера, свидетельствует о том, что в рассматриваемом случае величина E/p (E — напряженность поля у головки), определяющая интенсивность ионизационных процессов в данной точке газа, не оказывает существенного влияния на развитие лидера. В то же время влияние $C_{уд}$ проявляется при изменении давления p (см. фиг. 3.) В результате можно заключить, что развитие лидера определяется в основном величиной общего тока, втекающего в его головку, а эта величина в свою очередь определяется площадью, над которой протекают ионизационные процессы. Интенсивность этих процессов практически остается неизменной, так как в области электрического поля у головки существует большое перенапряжение и изменение E/p при изменении p в рассматриваемых условиях не увеличивает ток, питающий головку лидера, а площадь с эффективной ионизацией при этом не изменяется (она определяется геометрией своеобразного конденсатора, образованного проводящим стержнем, лежащим над проводящей плоскостью).

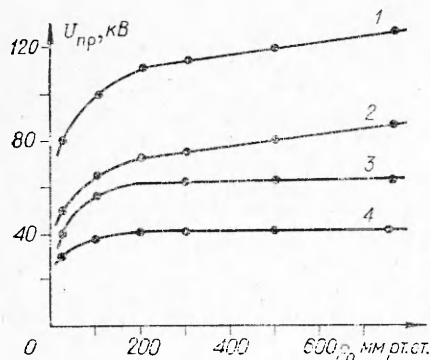
В области сравнительно низких давлений развитие лидера происходит, по-видимому, без существенных перенапряжений у головки. Поэтому изменение p приводит к изменению интенсивности ионизационных процессов и изменению поверхности «токосбора» перед головкой.

Интересно, что в таком электроотрицательном газе как воздух в отличие от инертных газов влияние давления заметно во всем исследованном интервале от 37 до 800 мм рт. ст. (фиг. 4), если $l > l_{кр}$ (кривые 1 и 2 относятся к длине разрядного промежутка $l = 1,9$ м при $l_{кр} = 1,08$ м и $0,79$ м соответственно). При малой длине разрядного промежутка $l < l_{кр}$ (кривые 3 и 4 получены при $l = 0,35$ м и тех же значениях $l_{кр}$) влияние давления уменьшается.

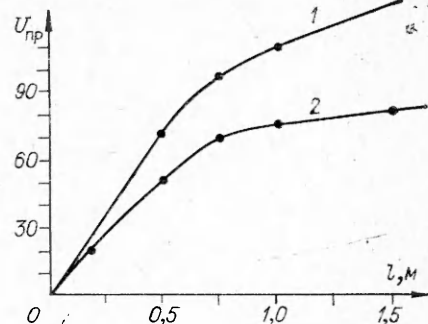
Заметим, что в случае воздуха при $l > l_{кр}$ рост пробойного напряжения с ростом давления происходит линейно с постоянной $0,014$ кВ/мм рт. ст. при $p \geq 200$ мм рт. ст. Для объяснения данных фиг. 4, показываю-



Фиг. 3



Ф и г. 4



Ф и г. 5

щих различное влияние p для коротких $l < l_{кр}$ и длинных $l \geq l_{кр}$ промежутков, следует привлечь и динамику процесса развития скользящего разряда [1].

Исследования показали, что пробой в аргоне отличается от пробоя в других газах высокой скоростью развития лидерного канала в разрядном промежутке; пробой во всех исследованных случаях происходил за время нарастания напряжения.

В случае гелия, неона и воздуха средняя скорость развития лидерного канала меньше, чем в аргоне, и при $l \geq l_{кр}$ развитие пробоя охватывает область резко меняющегося во времени напряжения. При этом развитие происходит неравномерно [1]. В развитии возникают характерные остановки и даже «погасания» канала, определяемые как абсолютной величиной мгновенного напряжения, так и его временной производной. Этим объясняется многообразие пробойных характеристик скользящей искры, встречающихся в литературе [3—8].

Из анализа временной структуры развития скользящей искры можно сделать вывод о том, что характеристика пробоя, зависящая от длины промежутка (от времени пробоя), характеризуется областью пробойных напряжений, лежащих между двумя предельными случаями (фиг. 5, воздух, 1 атм). Кривая 1 относится к случаю пробоя одиночным («непотухающим») лидером, движущимся от одного электрода к другому без остановки. Кривая 2, лежащая при более низких значениях пробойных напряжений, соответствует развитию лидера с остановками. Число таких остановок в наших условиях превышало 10. В этом случае пробой происходит при минимальном значении напряжения.

В первом случае средняя скорость движения лидера не слишком отличается от мгновенной и составляет $(5-8) \cdot 10^8$ см/с, во втором — она лежит на 1—2 порядка ниже (от $5 \cdot 10^6$ до $7 \cdot 10^7$ см/с). Таким образом, формула (1) определяет в случае гелия, неона и воздуха нижнюю пробойную характеристику, а в случае аргона — верхнюю.

Заметим, что для получения плотной системы параллельных разрядов следует использовать верхнюю характеристику пробоя.

Возвращаясь к данным фиг. 4, можно высказать предположение, что уменьшение влияния давления при уменьшении длины разрядного промежутка связано с переходом от многоступенчатого пробоя к однопроходному пробую. Причем в случае однопроходного пробоя в воздухе перенапряжение поля у головки достаточно велико и изменение E/p при изменении p на процесс развития пробоя не влияет. В гелии и неоне такого влияния не наблюдается и при многопроходном пробое.

Анализ совокупности приведенных данных с точки зрения элементарных процессов позволяет объяснить особенности пробоя в аргоне наличием более мощного ионизирующего излучения, чем в гелии и неоне. Особенности пробоя воздуха связаны с его электроотрицательностью и большой теплоемкостью, приводящей к более низкой (по сравнению с инертными газами) температуре и проводимости.

Авторы выражают благодарность В. П. Сидоровой за помощь в работе.

Поступила 14 XII 1978

ЛИТЕРАТУРА

1. Андреев С. И., Зобов Е. А., Сидоров А. Н. Метод управления развитием и формированием системы параллельных каналов скользящих искр в воздухе при атмосферном давлении. — ПМТФ, 1976, № 3.
2. Андреев С. И., Зобов Е. А., Сидоров А. Н. Исследование скользящей искры в воздухе при атмосферном давлении. — ПМТФ, 1978, № 3.
3. Toepler E. Stoßspannung, Überschlag und Durchschlag bei Isolatoren. — E. T. Z, 1924, Bd 45, S. 1024.
4. Strigel R. In: Elektrische Stoßfestigkeit. Springer-Verlag, 1955.
5. Техника больших импульсных токов и магнитных полей. Сборник под ред. Комелькова В. С. М., Атомиздат, 1970.
6. Roth A. In: Hochspannungstechnik. Springer-Verlag, 1959.
7. Сиротинский Л. И., Ломоносов В. И., Сергеев А. С., Панов А. В. Техника высоких напряжений. Вып. 1. Изд. ГЭИ, 1940.
8. Схакави Г. И. Физика диэлектриков. Область сильных полей. М., Физматгиз, 1958.

УДК 533.9.07; 537.529

ОЦЕНКИ ВОЗМОЖНОСТИ ПОЛУЧЕНИЯ ВЫСОКИХ ПЛОТНОСТЕЙ ЭНЕРГИИ ПРИ ЭЛЕКТРОВЗРЫВЕ ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ ОБОЛОЧЕК

Ю. Д. Бакулин, А. В. Лучинский

(Челябинск)

С точки зрения ряда физических задач, в том числе задачи возбуждения импульсной термоядерной реакции, представляет интерес сжатие тонкой металлической цилиндрической оболочки при скоростях схлопывания ≥ 10 см/мкс. Такие скорости соответствуют плотности энергии в оболочке $\epsilon \geq 5$ МДж/г. При электродинамическом способе сжатия оболочки существуют два пути введения в нее энергии: сжатие магнитным полем и выделение джоулева тепла с последующим переводом его в кинетическую энергию. Реально процесс идет обоими путями одновременно, хотя ведущую роль на разных стадиях сжатия может играть то один, то другой фактор.

Оценим возможные размеры оболочки. Из требования одномерности движения следует, что начальный радиус оболочки r_0 не должен значительно превышать половины ее длины. Если отношение толщины к r_0 лежит в пределах 0,01—0,1, то полный запас энергии в медной оболочке при $\epsilon \sim 5$ МДж/г составит $(10—100)r_0^3$. Пусть в оболочку удастся перевести $\sim 20\%$ энергии W_0 , первоначально запасенной в источнике, тогда

$$r_0 \leq 0,1 \sqrt[3]{(2-20)W_0}$$

При $W_0 \leq 25$ МДж радиус оболочки должен быть $r_0 \leq 1$ см. Время поглощения энергии оболочкой t_B должно быть меньше времени ее схлопывания. При скорости схлопывания ~ 10 см/мкс это приводит к необходимости обеспечить $t_B \leq 0,1$ мкс.