

УДК 534.142.3

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И ГИДРОДИНАМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ
ИМПУЛЬСНОЙ КОРОНЫ В ВОДЕ*К. А. Наугольных, Н. А. Рой*

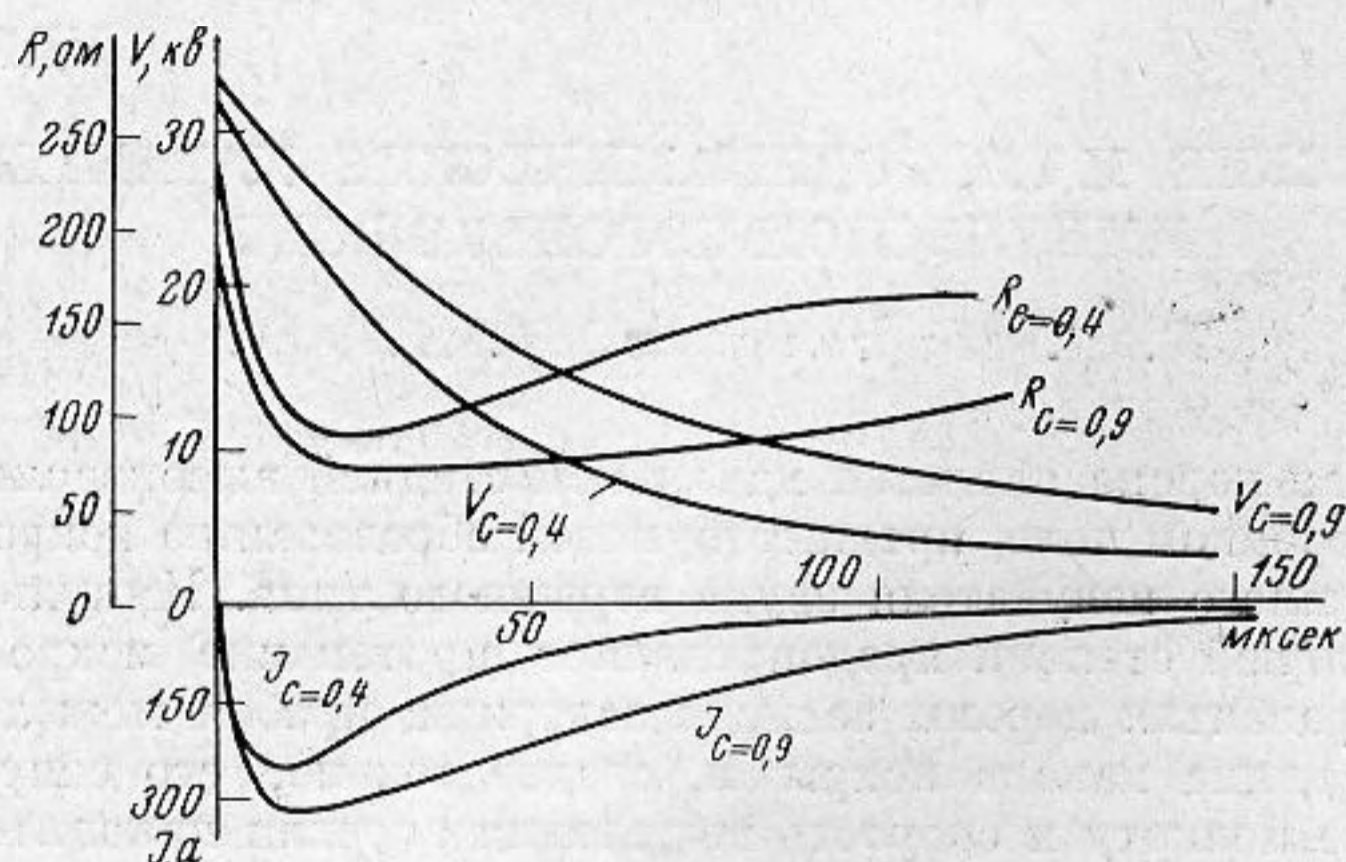
Импульсная корона является начальной стадией высоковольтного разряда в неоднородном поле, предшествующей образованию искрового канала — эффективного излучателя звука взрывного типа. Импульсная корона в значительной степени предопределяет протекание искровой стадии разряда. От развития короны зависит задержка пробоя межэлектродного промежутка, длина канала искры и, следовательно, его сопротивление, определяющее полноту и скорость выделения энергии накопителя (обычно конденсатора) в канале и тем самым электромеханический к.п.д. искрового разряда.

Импульсная корона является единственной стадией разряда, если межэлектродный промежуток достаточно велик. В этом случае корона интересна как источник звука взрывного типа, который, как будет показано ниже, хотя и не может сравниться по эффективности с искровым разрядом, отличается от него некоторыми полезными особенностями. Например, придавая соответствующую конфигурацию электродам, можно получить группу произвольно расположенных точечных (сферических) или линейчатых (цилиндрических) взрывных источников, питаемых от одного конденсатора.

Импульсная корона в воде представляет собой плазменное образование в виде группы лидеров, возникающих у электродов при подаче на них высокого напряжения. Структура короны определяется величиной напряжения, полярностью электродов и проводимостью воды. Структура короны зависит от конфигурации электродов. Наиболее благоприятные условия для развития короны в воде, как и в воздухе, существуют в случае положительного острия и заземленной отрицательной плоскости с тем отличием, что для воды, обладающей проводимостью, острие должно соприкоснуться с водой по возможно малой площади, а остальная часть электрода должна быть изолирована от воды.

На фиг. 1, 2, 3, 4, 5 показаны фотографии импульсной короны в водопроводной воде, снятые методом самоэкспонирования на малочувствительную пленку в затемненном помещении. Высоковольтным электродом служил торец кабеля РК-3 с внутренним проводом диаметром 1,37 мм, с высоковольтной изоляции которого была снята оплетка и внешняя изоляция. Кабель расположен перпендикулярно алюминиевой пластине с размерами $20 \times 20 \times 0,5$ см³, служившей заземленным электродом. Напряжение на электроды подавалось от генератора Аркадьева — Маркса. На фиг. 1, 2 показана корона на положительном острие под напряжением 108 кВ (емкость конденсатора 0,11 мкФ), расстояние между электродами соответственно 17,5 и 16 см; на фиг. 3, 4 — корона при 36 кВ (емкость 0,33 мкФ), расстояние — соответственно 10 и 9 см. На фиг. 2 и 4 видна завершившаяся

развитие короны искра. На фиг. 5 показана корона в случае отрицательного острия под напряжением 108 кв. Корона в этом случае имеет только один слабо разветвленный лидер, который стелется вдоль поверхности высоковольтной изоляции кабеля в направлении, противоположном заземленному положительному электроду, расстояние до которого равно 1,5 см. В случае положительного острия лидеры прорастают в направлении отрицательного заземленного электрода. С ростом напряжения увеличивается число лидеров и их предельная длина. Например, для разряда конденсатора емкостью 0,1 мкф предельная длина лидеров при

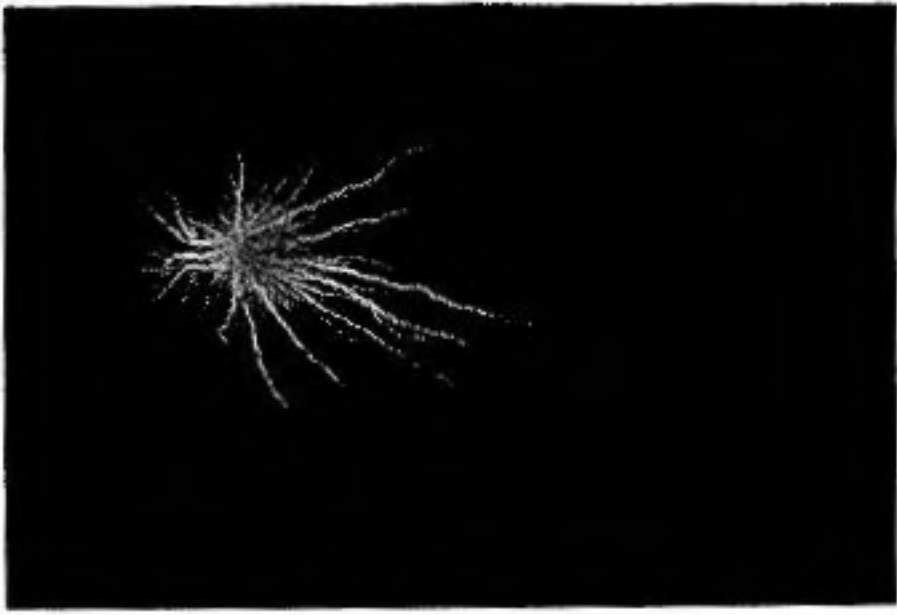


Фиг. 6

напряжениях 10, 30 и 100 кв составляет приблизительно 1, 4 и 15 см. Предельная длина лидеров несколько возрастает с увеличением емкости конденсатора: при 30 кв и емкостях 0,1; 0,2; 0,4; 0,9 и 1,6 мкф она равна соответственно 4; 4,5; 5; 5,5 и 6 см.

Предельная длина лидеров при увеличении напряжения проходит через максимум, если сохранять постоянной начальную энергию накопителя. Это явление объясняется тем, что одновременно с ростом напряжения существенно сокращается длительность разряда, во-первых, из-за вынужденного уменьшения емкости накопителя, во-вторых, из-за снижения сопротивления межэлектродного промежутка благодаря увеличению ветвистости короны.

О скорости роста лидеров в случае положительного острия можно судить по осциллограммам напряжения между электродами. На фиг. 6 приведены осциллограммы напряжения и разрядного тока, а также рассчитанные по ним сопротивления для разрядов емкостей 0,4 и 0,9 мкф при 30 кв, не завершенных образованием искрового канала (длина межэлектродного промежутка 6 см), а на фиг. 7 — для случая, когда разряды завершились образованием искры (длина межэлектродного промежутка 5 см). По величине задержки пробоя, об окончании которой свидетельствует скачок напряжения вниз (фиг. 7), можно сделать вывод, подтверждаемый скоростной киносъемкой, что лидеры достигают почти предельной длины всего за несколько мксек, а затем (см. фиг. 6) разряд сравнительно долго идет без существенного увеличения длины лидеров. Средняя скорость роста лидеров на положительном острие под начальным напряжением 30 кв оказалась равной приблизительно 1,7 см/мксек (см. также [1, 2]). Найденная таким способом величина скорости роста имеет значительный (до 50%) разброс из-за непрямолинейности роста лидеров. При уменьшении диаметра электрода вдвое (до 0,6 мм) средняя скорость заметно возросла. Это свидетельствует, видимо, о наличии задержки возникновения лидера, уменьшающейся с ростом напряженности поля у



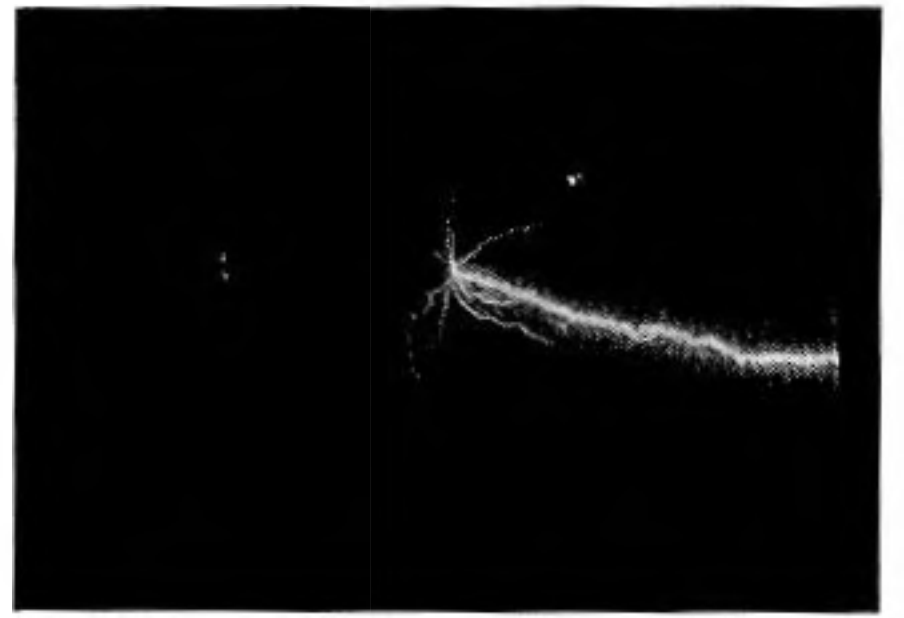
Фиг. 1



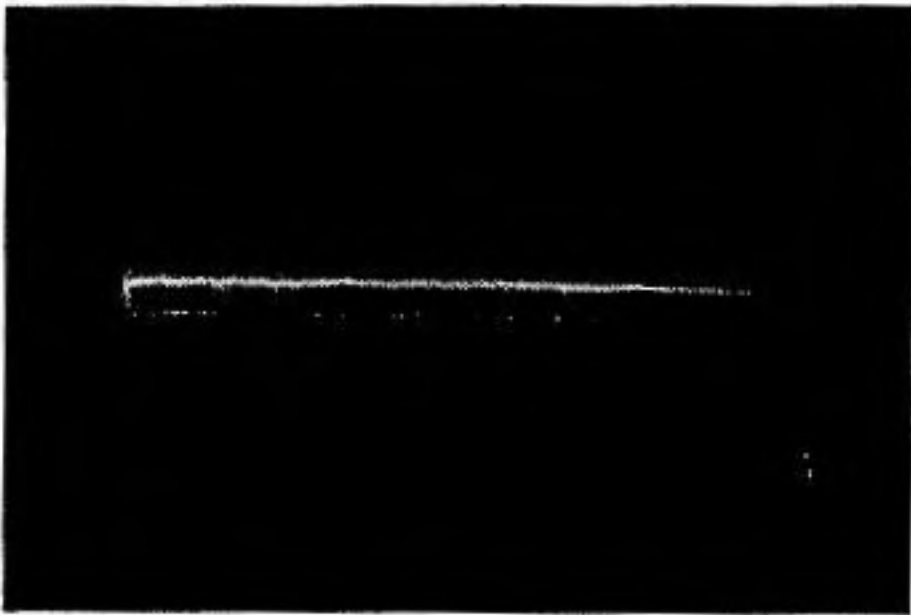
Фиг. 2



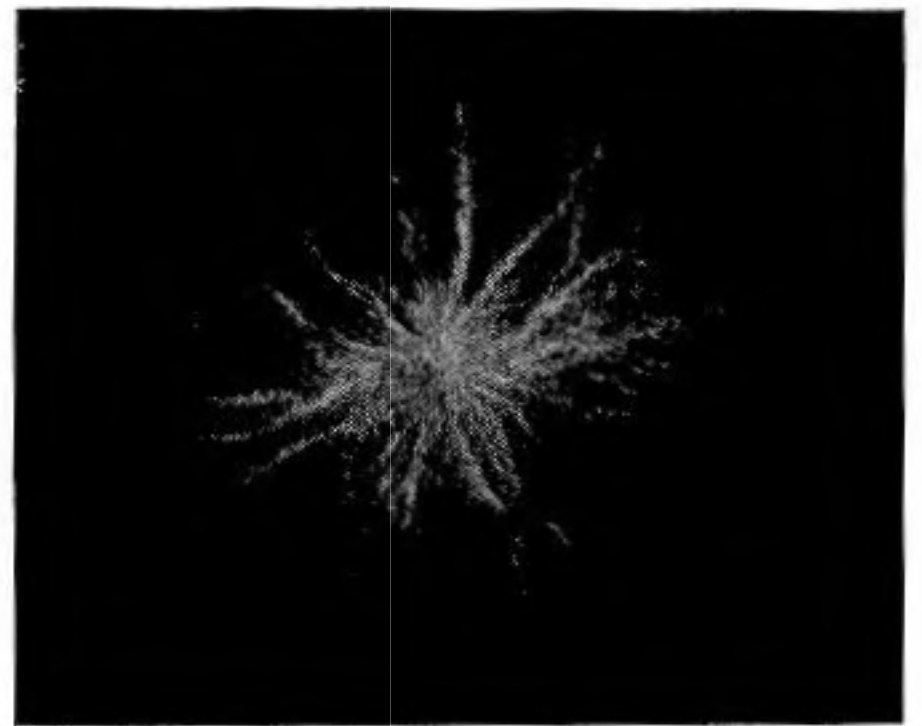
Фиг. 3



Фиг. 4



Фиг. 5



Фиг. 9



Фиг. 10

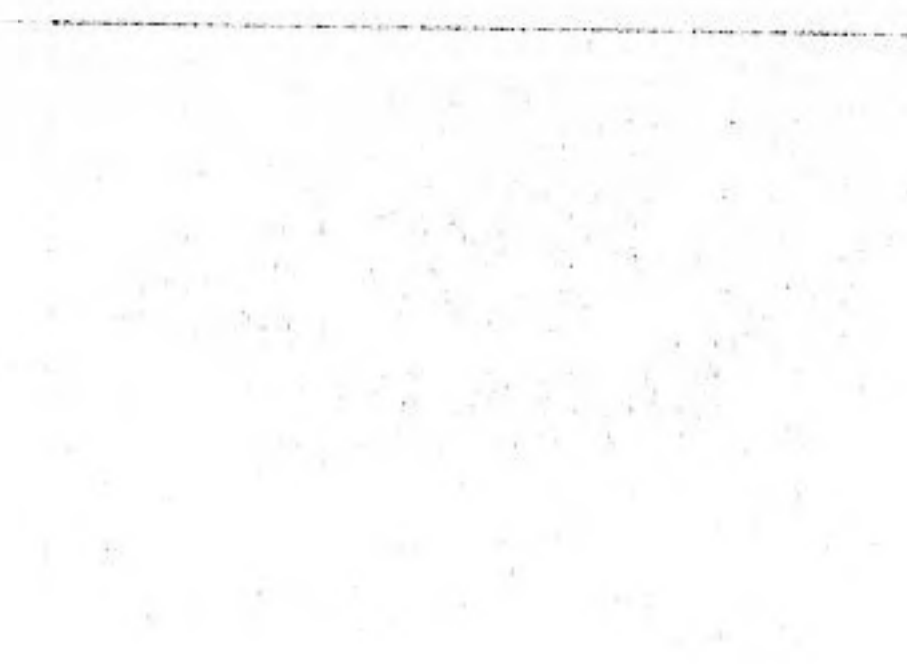


Fig. 1

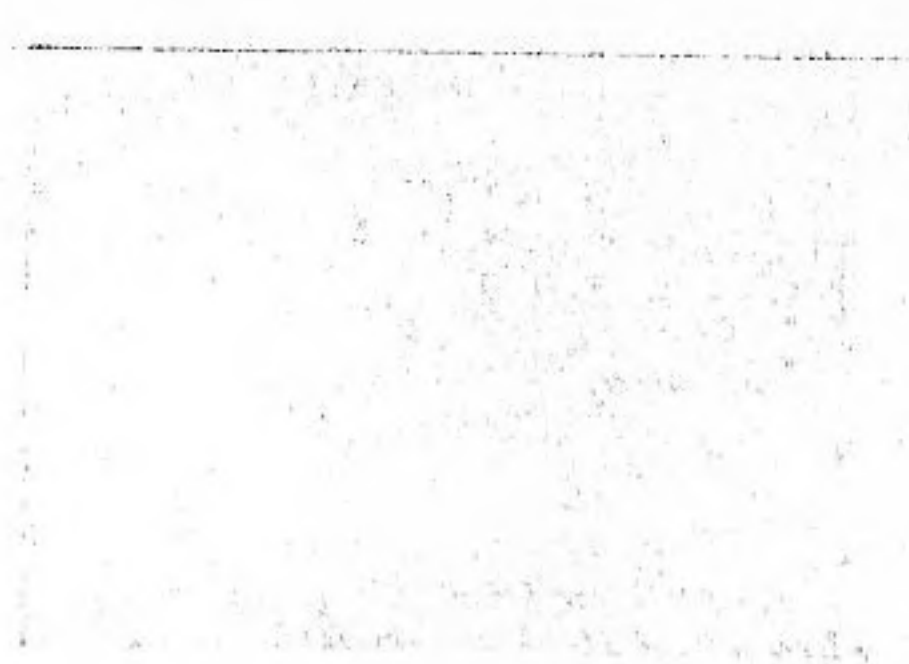


Fig. 2



Fig. 3



Fig. 4



Fig. 5



Fig. 6

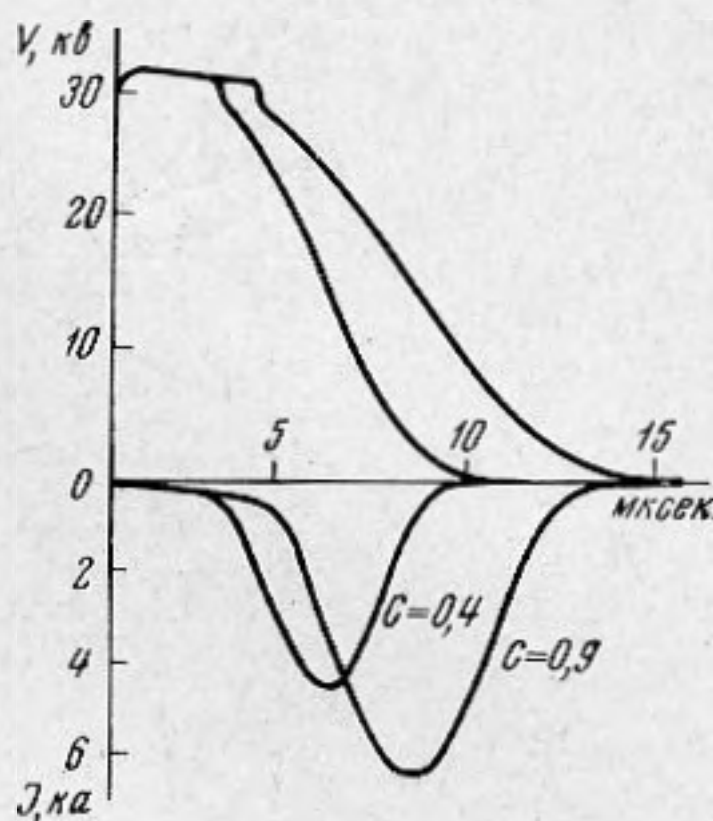


Fig. 7

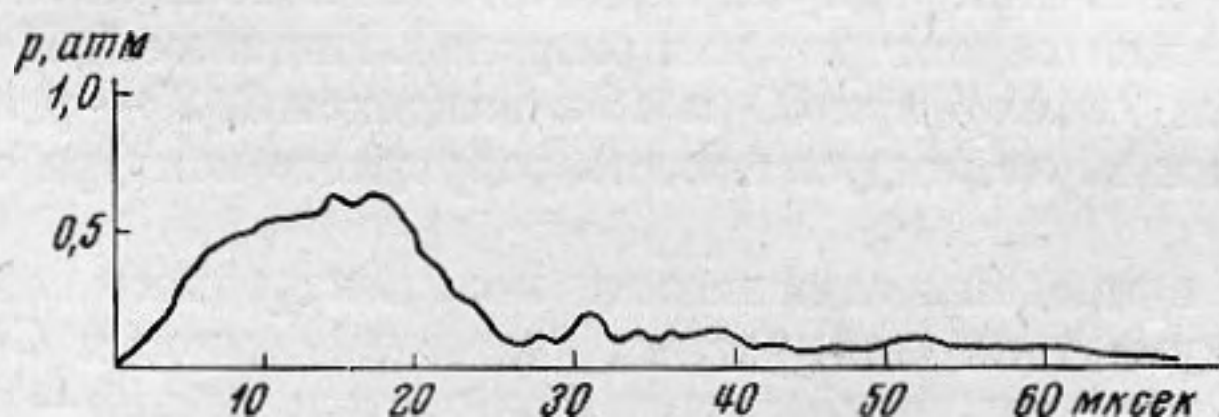
острия. Средняя скорость роста лидера резко падает не только при достижении лидером предельной длины, но и при снижении напряжения на электродах ниже 30 кВ, что согласуется также с данными [3]. Эти факты, по-видимому, свидетельствуют о том, что скорость роста лидера определяется напряженностью поля на конце лидера, которая зависит в основном от напряжения на головке лидера и ее радиуса кривизны. При снижении напряженности поля у головки лидера, например из-за перепада напряжения на длине лидера, ниже некоторого критического значения порядка нескольких десятков кВ/см становится невозможным срыв электронных лавин, в результате чего рост лидера прекращается, либо он вообще не возникает, если напряженность поля у электрода не достигает этого критического значения.

При переходе к низким рабочим напряжениям порядка нескольких кВ лидерный механизм пробоя проводящей воды заменяется пробоем по газовому мостику, образуемому в результате электролиза и разогрева воды током. Этот процесс затяжной — задержка пробоя промежутков между электродами порядка 1 см достигает нескольких мсек и сильно возрастает с гидростатическим давлением, в то время как при напряжении выше 30 кВ задержка пробоя не зависит от давления вплоть до 1000 атм (радиус кривизны высоковольтного электрода $\sim 0,5$ мм). Это указывает на высокую плотность ионизованного вещества в каналах лидеров на стадии их интенсивного прорастания.

При разогреве плазмы разрядным током давление в каналах лидеров повышается, что сопровождается излучением импульса сжатия и образованием пульсирующего пузыря. Эффективность преобразования электрической энергии в механическую форму коронным разрядом в водопроводной воде оказывается низкой. Например, в случае коронного разряда емкости 0,4 мкФ при 30 кВ энергия импульса сжатия, найденная по осциллограмме давления, приведенной на фиг. 8, соответствующей расстоянию



Фиг. 7



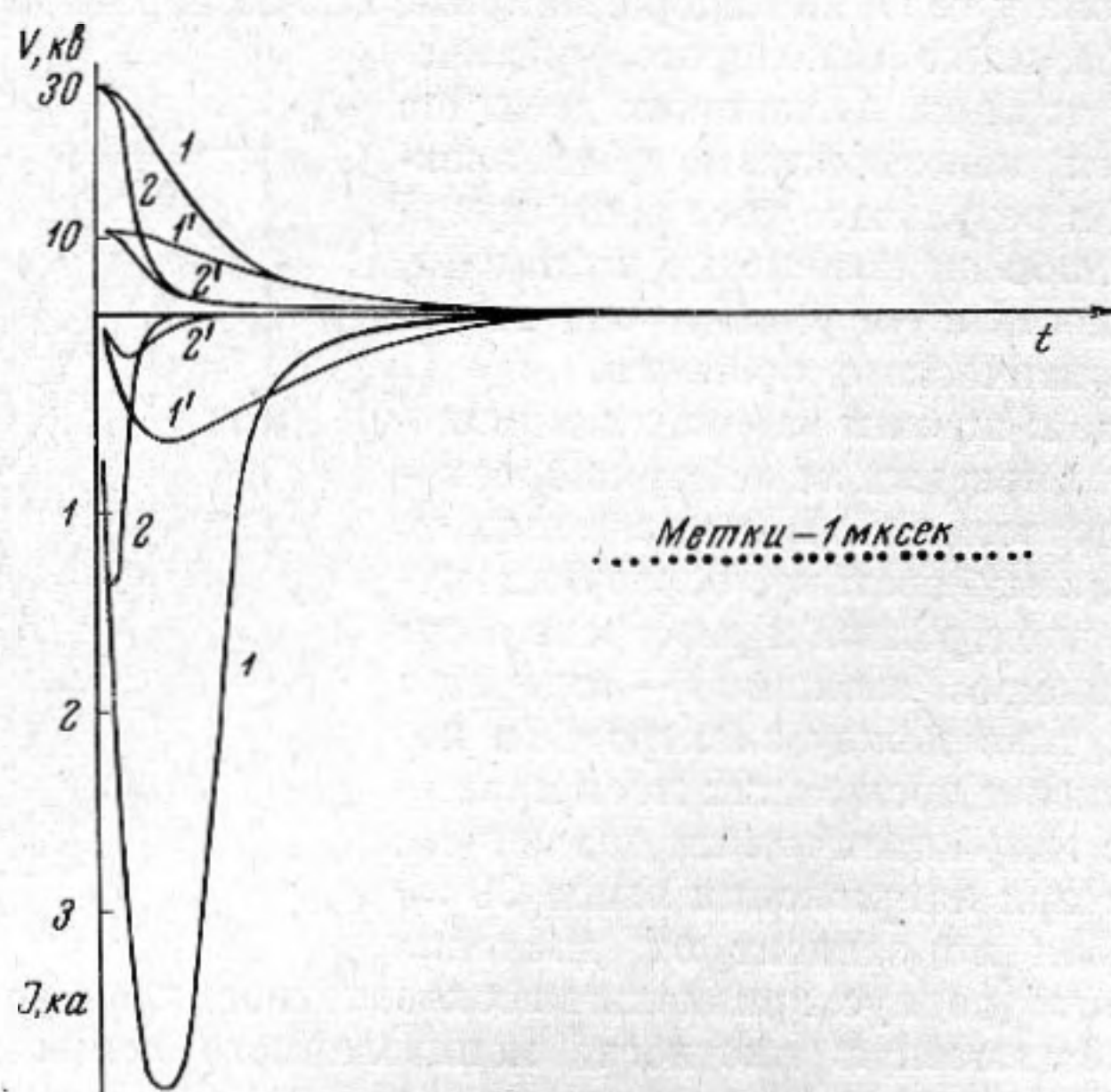
Фиг. 8

100 см от разряда, составляет около 0,2% от энергии, запасенной в конденсаторе. Низкая эффективность короны в водопроводной воде объясняется большими потерями на балластном сопротивлении воды, которое, кроме того, затягивает во времени выделение энергии в каналах лидеров.

Из-за этого объемное ускорение каналов, определяющее давление в импульсе сжатия, оказывается невысоким.

Представляется интересным выяснить возможность увеличения эффективности короны путем снижения сопротивления воды. С этой целью была изучена корона в водопроводной воде с добавкой 5% (весовых) NaCl. О внешнем виде короны в соленой воде можно составить представление по фотографиям на фиг. 9 (положительное острие) и на фиг. 10 (от-

рицательное острие), снятым при разряде емкости $0,9 \text{ мкф}$ при 30 кв . В качестве острия служил торец кабеля РК-2 с диаметром внутреннего провода $0,6 \text{ мм}$ и диаметром высоковольтной изоляции, видной на фотографиях, 7 мм . Обращают на себя внимание высокая разветвленность лидеров положительной короны и прямолинейность и малая длина лидеров отрицательной короны.



Фиг. 11

На фиг. 11 и 12 показаны осциллограммы разрядного тока и напряжения на положительном и, соответственно, отрицательном высоковольтном электроде относительно заземленного электрода, имевшего форму сферической сетки радиусом в несколько см, охватывающей высоковольтный электрод (величина радиуса, как было выяснено, практически не влияет на электрические характеристики разряда). Индексы $1, 1'$ соответствуют разряду емкости $0,9 \text{ мкф}$ при 30 и 10 кв , индексы $2, 2'$ — разряду емкости $0,1 \text{ мкф}$ при 30 и 10 кв , индуктивность разрядного контура составляла несколько мкГн.

На фиг. 13 приведены зависимости межэлектродного сопротивления в момент максимума тока для разных значений емкости C и начального напряжения V : a — коронный разряд положительный, b — коронный разряд отрицательный; 1 — 10 , 2 — 15 , 3 — $21,2$; 4 — 30 кв .

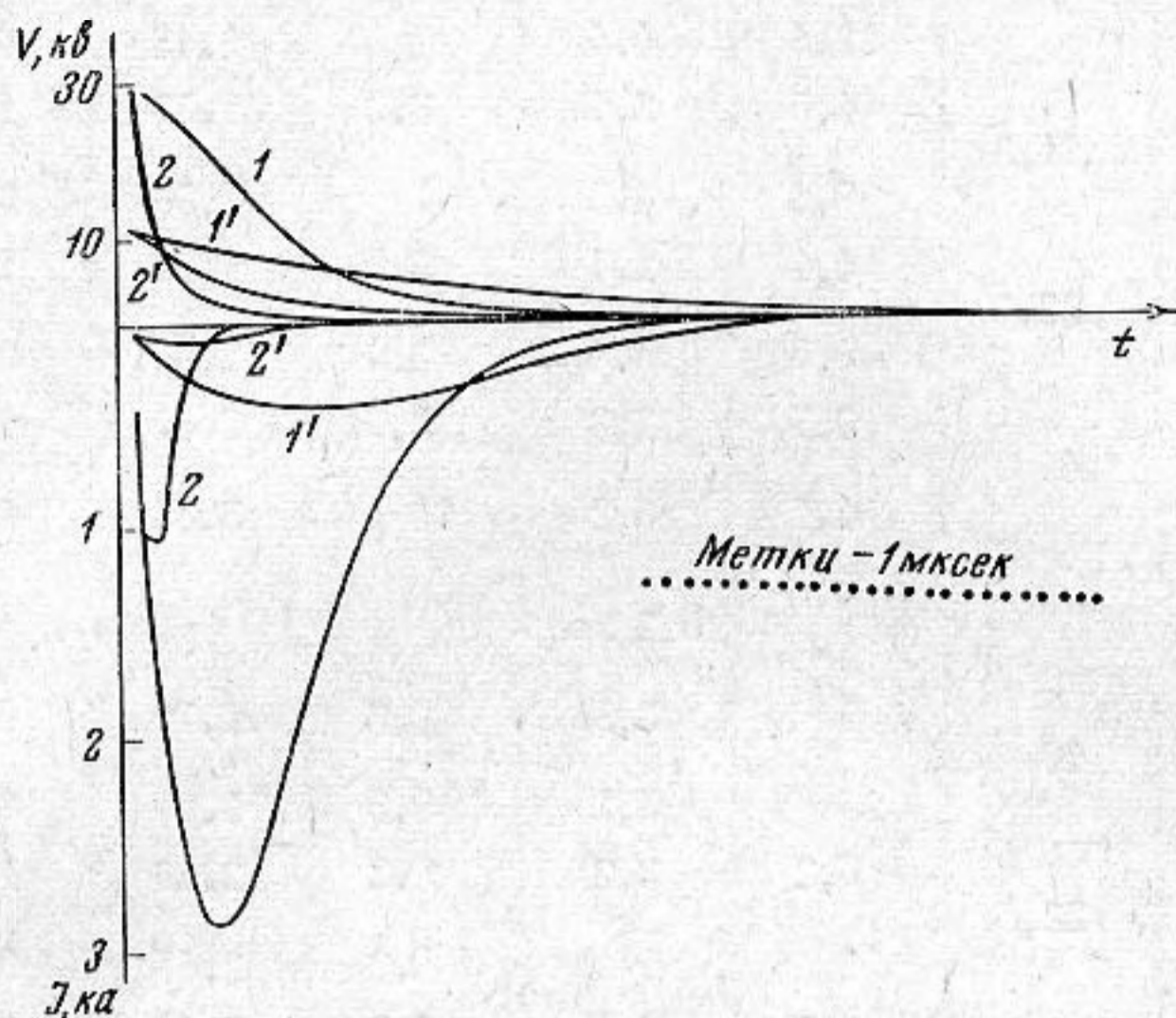
По этим данным можно заключить, что коронный разряд в соленой воде протекает, как и предполагалось, значительно быстрее, чем в пресной воде, в особенности когда высоковольтный электрод положителен, что, по-видимому, связано с большей разветвленностью короны в этом случае.

Об электромеханическом к.п.д. короны в соленой воде можно судить по энергии импульса сжатия и по величине потенциальной энергии газового пузыря в жидкости в момент максимального объема.

На фиг. 14 и 15 приведены осциллограммы импульсов давления, принятых на расстоянии 50 см от короны на положительном и, соответственно, отрицательном острие. Индексы $1, 1'$ соответствуют емкости $0,9 \text{ мкф}$ при 30 и 10 кв , индексы $2, 2'$ соответствуют емкости $0,1 \text{ мкф}$ при 30 и 10 кв . Акустическое поле короны имеет сферическую симметрию. Импульсы сжа-

тия, излучаемые короной, повторяются с высокой стабильностью от разряда к разряду. Длительность импульсов сжатия близка к длительности соответственных импульсов тока.

По осциллограммам импульсов давления была рассчитана энергия импульсов и найдена величина электроакустического к.п.д. $\eta_{ак}$ как отношения энергии импульса к энергии накопителя. Эти величины приведе-



Фиг. 12

ны для некоторых значений C и V в таблице. Там же приведены величины первых периодов пульсации газового пузыря $T_{п}$ и процентное отношение энергии пульсирующего пузыря к энергии накопителя $\eta_{п}$. Энергия пузыря рассчитывалась по величине периода пульсации согласно формуле

$$W_{п} = T_{п}^3 p_{г}^{5/2} / 1,135 \rho^{3/2}, \quad (1)$$

где $p_{г}$ — гидростатическое давление, ρ — плотность воды.

Из таблицы видно, что электроакустический к.п.д. короны в соленой воде существенно выше, чем в пресной. Однако он остается малым по сравнению с электроакустическим к.п.д. искры. По-видимому, одновременно со снижением балластного сопротивления воды снижается и сопротивление короны из-за возрастания ее разветвленности. В результате количество энергии, выделяющейся в плазме короны, остается небольшим. Величину этой энергии можно оценить, заменив корону эквивалентной расширяющейся в жидкости сферой, заполненной плазмой. Расчет такого излучателя приведен в работе [4], где показано, что если в плазме выделяется за время T энергия $F(T)$, то энергия импульса, излученного сферой, равна

$$W_{ак} = \frac{4\pi\rho}{cT^{3/5}} \left[\frac{3}{4\pi} \frac{(\gamma-1)}{\rho} F(T) \right]^{6/5}, \quad (2)$$

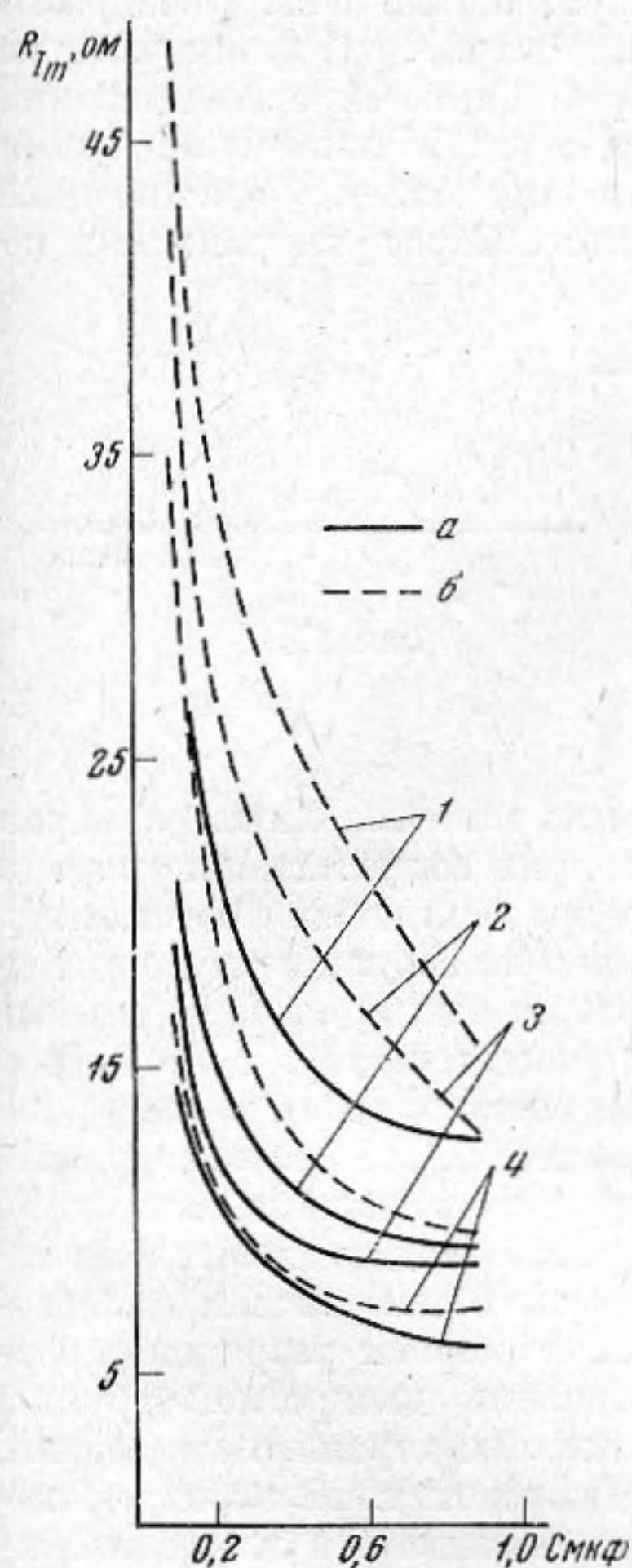
а энергия пульсирующего пузыря

$$W_{п} \simeq \frac{\gamma-1}{\gamma_1-1} F(T), \quad (3)$$

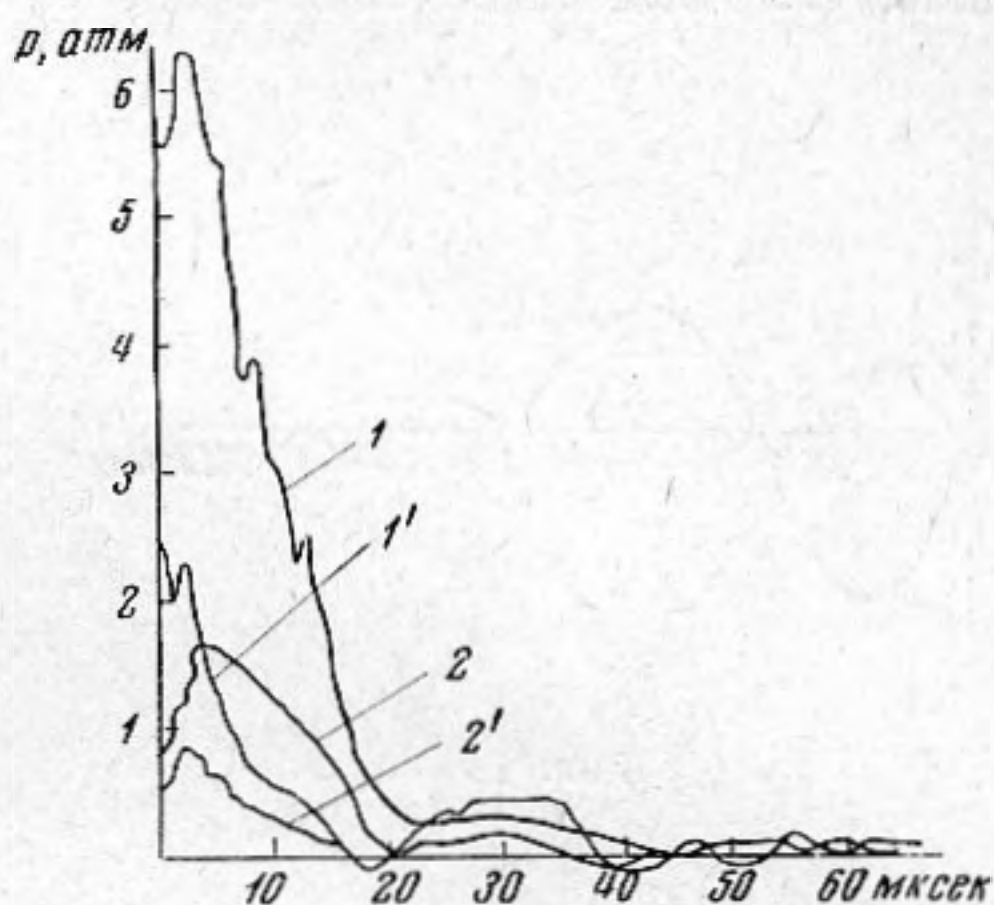
где ρ и c — плотность жидкости и скорость звука в ней, $\gamma = 1, 2$ и $\gamma_1 \approx 1,33$ — эффективные показатели адиабаты для плазмы [1] и для газа в пузыре.

$V, \text{кВ}$	Полярность	$W_H, \text{дж}$	$T, \text{мксек}$	$\eta_{II}, \%$	$F(T), \%$	$T_{II}, \text{мксек}$	$\eta_{ак. эксл}, \%$	$\eta_{ак. расчет}, \%$
<i>0,1 мкф</i>								
10	+	5	5	3,2	5,3	1,28	0,8	0,4
	-		12,5	4,4	7	1,43	0,4	0,5
15	+	11,3	4,5	2,4	3,9	1,53	1	0,4
	-		8,6	4,3	7	1,85	0,6	0,5
21,2	+	22,5	4,1	2,4	3,9	1,91	1	0,4
	-		6,5	5,4	8,9	2,53	0,8	0,8
30	+	45	3,7	2,3	3,9	2,41	1	0,5
	-		4,7	6,2	10	3,33	1,3	1,4
<i>0,2 мкф</i>								
10	+	10	7	3,8	6,3	1,71	0,8	0,5
	-		15	5,2	8,5	1,9	0,4	0,4
15	+	22,5	6,2	3,2	5,2	2,11	1	0,5
	-		11	5	8,2	2,45	0,7	0,6
21,2	+	45	5,2	2,5	4,2	2,46	0,9	0,5
	-		8,8	6	10	3,3	0,7	0,9
30	+	90	4,5	2,6	4,3	3,15	0,9	0,6
	-		6	7,2	11,9	4,4	1	1,6
<i>0,4 мкф</i>								
10	+	20	11	4,5	7,4	2,28	1,1	0,5
	-		20	5,8	9,5	2,48	0,3	0,5
15	+	45	9	3,4	5,6	2,73	1,2	0,5
	-		16,5	5,9	9,7	3,27	0,4	0,6
21,2	+	90	7	3,1	5,1	3,33	1,4	0,6
	-		13	6,7	11	4,3	0,7	1
30	+	180	6	3,1	5,2	4,21	1,3	0,7
	-		9,2	6,3	10,5	5,33	1	1,3
<i>0,9 мкф</i>								
10	+	45	20	5	8,2	3,1	0,9	0,3
	-		32	7,2	12	3,5	0,3	0,5
15	+	101	15	3,8	6,3	3,7	1	0,5
	-		27	6,8	11,3	4,5	0,5	0,6
21,2	+	202	12,5	3,5	5,8	4,55	1,1	0,5
	-		24	7	11,5	5,7	0,7	0,6
30	+	405	10,5	3,1	5,1	5,5	1	0,6
	-		18	6,4	11	7,2	1	1

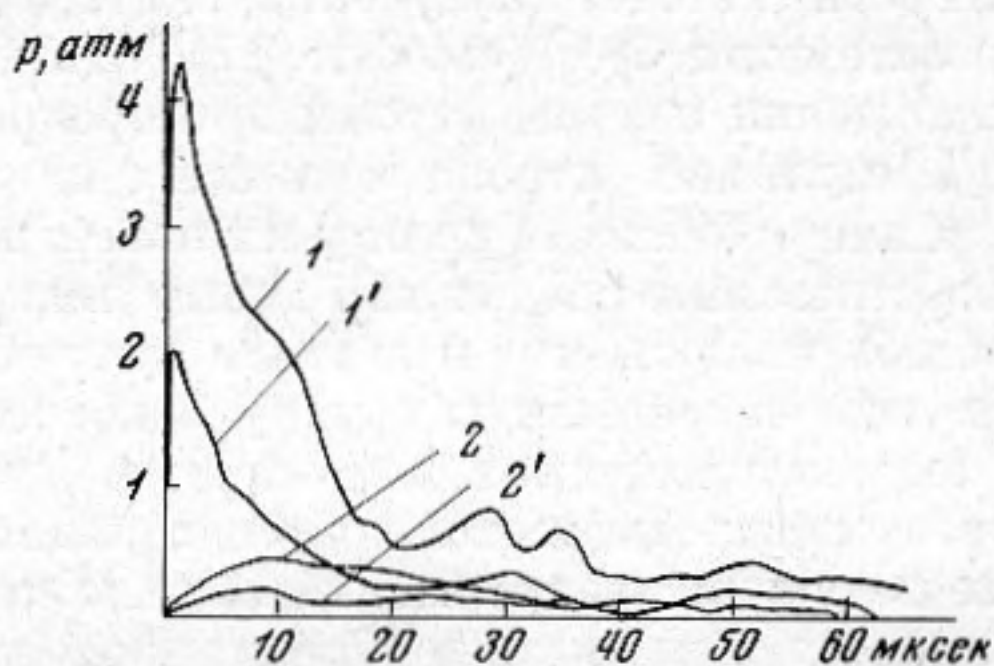
Из выражения (3) по экспериментальным значениям W_{II} были найдены величины $F(T)$, эти величины представлены в таблице в процентах к энергии накопителя. Там же приведены значения $W_{ак}$ (в процентах к энергии накопителя), рассчитанные по (2), где в качестве T были взяты длительности импульсов тока. Расчетные значения $\eta_{ак}$ хорошо согла-



Фиг. 13



Фиг. 14



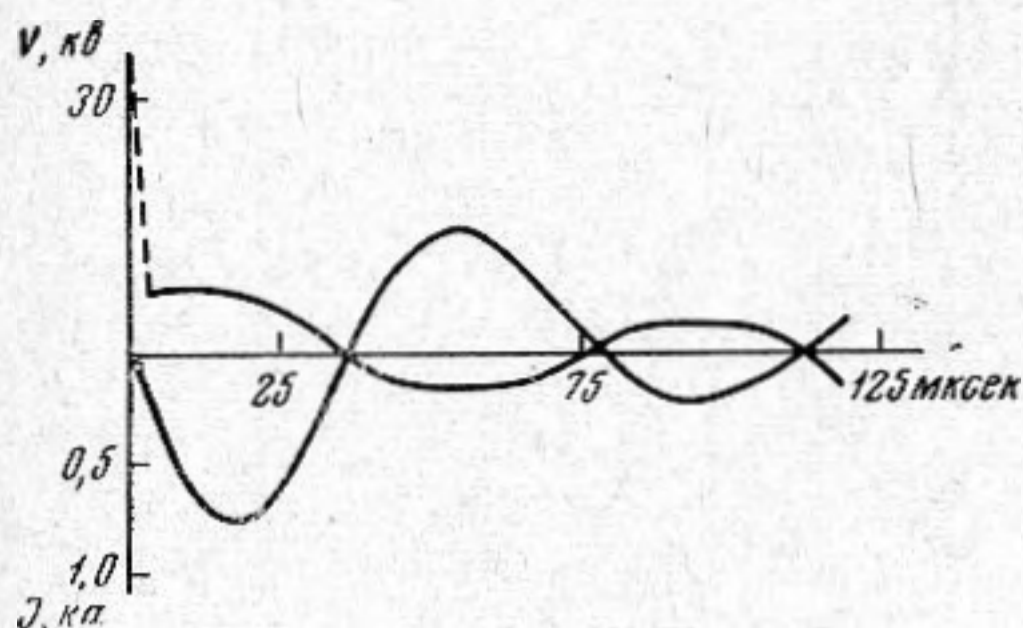
Фиг. 15

суются с экспериментальными, за исключением случаев положительной короны — для них экспериментальные значения $\eta_{ак}$ существенно превосходят расчетные.

Обращает на себя внимание малость акустической энергии импульса по сравнению с энергией пульсирующего пузыря. В случае искровых разрядов эти величины близки, а в случае детонации тротила акустическая энергия импульса сжатия превосходит энергию пузыря. Объясняется это тем, что скорость выделения энергии при коронном разряде существенно ниже, чем в случае искры или взрыва, а энергия излучаемого импульса зависит от скорости выделения энергии, как это следует из (2), в то время как энергия пузыря определяется лишь полной величиной выделившейся энергии. Скорость выделения энергии в плазме легко уменьшить, увеличив индуктивность разрядного контура. Например, при увеличении индуктивности с 14 до 620 мк гн амплитуда импульса сжатия от коронного разряда емкости 0,4 мкф при 30 кв на положительном острие упала в 3,5 раза, одновременно сильно выросла длительность «хвоста» импульса. Период pulsa-

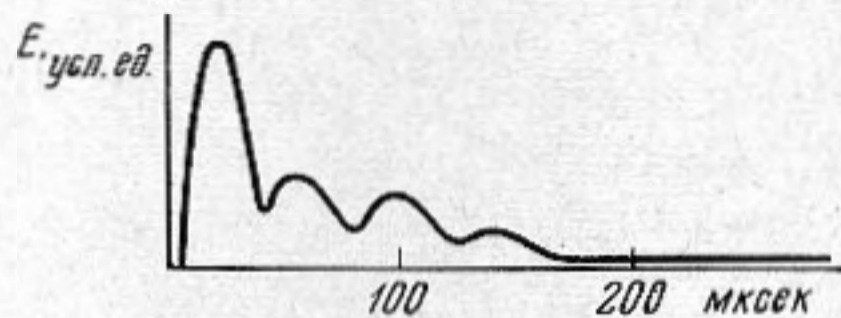
ции при этом увеличился с 4,7 до 5,3 мсек (глубина погружения пузыря 0,5 м), что соответствует возрастанию потенциальной энергии пузыря в 1,45 раза.

Разряд при наличии столь большой индуктивности в контуре имеет колебательный характер (см. фиг. 16). На осциллограмме напряжения видно, что после включения конденсатора в разрядный контур напряже-



Фиг. 16

ние на острие за время порядка мксек падает до определенного значения, а затем изменение напряжения происходит сравнительно медленно. Сброс напряжения, по-



Фиг. 17

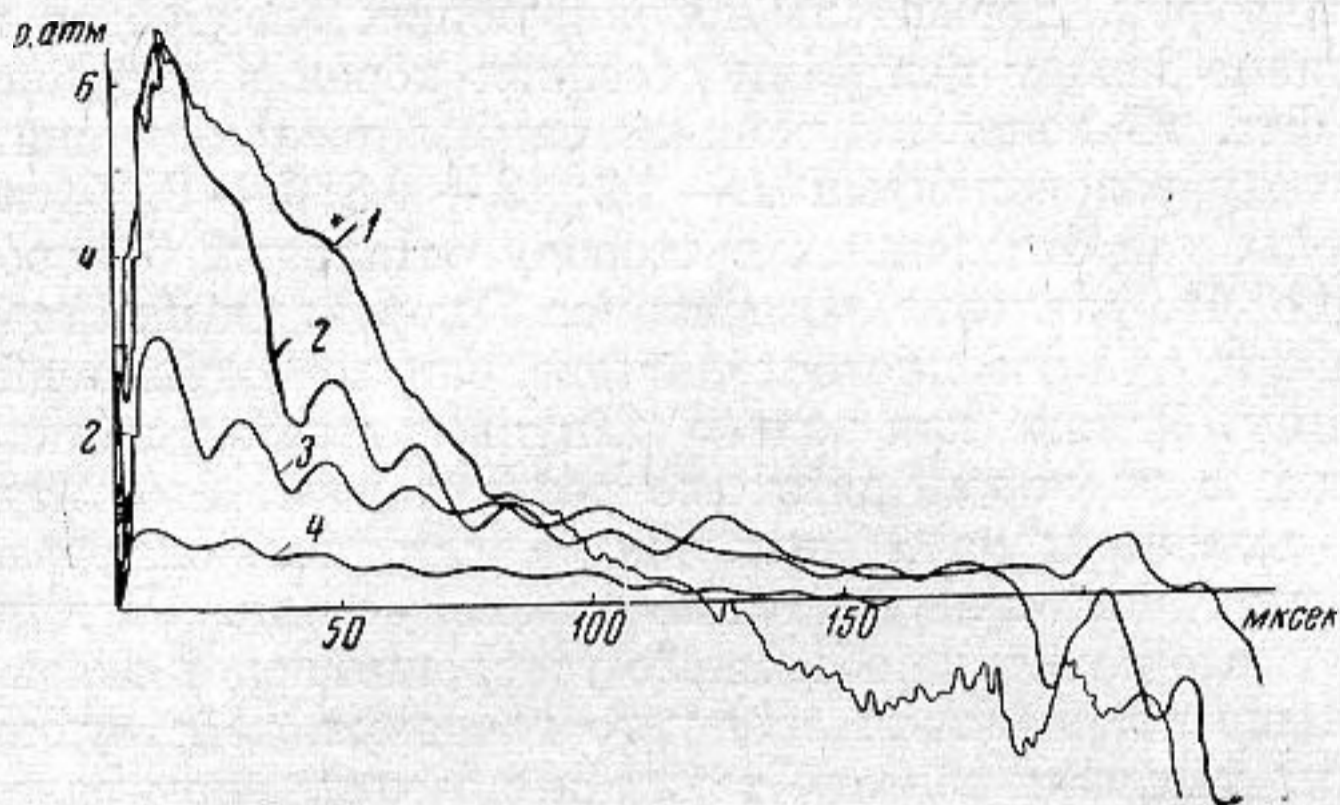
видимому, происходит во время роста короны до максимальных размеров. Во время перехода напряжения и тока через нули сопротивление короны проходит через максимумы. В эти же моменты времени наблюдаются минимумы интенсивности свечения короны, как видно на осциллограмме интенсивности светового излучения, снятого в условных единицах при помощи фотоэлемента Ф-1 (см. фиг. 17). Эти факты свидетельствуют о быстром охлаждении плазмы короны при прекращении ввода энергии в нее.

Импульсная корона возникает на электродах любой конфигурации, если напряженность поля у их поверхности достаточно велика. Благодаря существованию предельной длины лидеров корона обладает свойствами самостабилизации, что позволяет получить от одного накопителя дискретную или непрерывную группу одновременных коронных разрядов с равномерным распределением энергии. Для получения дискретной группы корон электроды выполняются в виде соединенных параллельно острий, для получения непрерывной группы корон высоковольтный электрод выполняется в виде тонкой пластинки (толщина порядка 0,1 мм) с изолированными от воды широкими гранями. Возможна, естественно, любая комбинация форм электродов и их расположения в пространстве. В случае нескольких острий короны на каждом из них практически неразличимы как по внешнему виду, так и по излучаемым ими акустическим импульсам. В случае высоковольтного электрода в виде пластинки с одной узкой гранью, соприкасающейся с водой, корона имеет форму шнура, расположенного вдоль этой грани, а акустический импульс имеет пространственные характеристики, соответствующие одновременному взрыву тонкого цилиндра конечной длины.

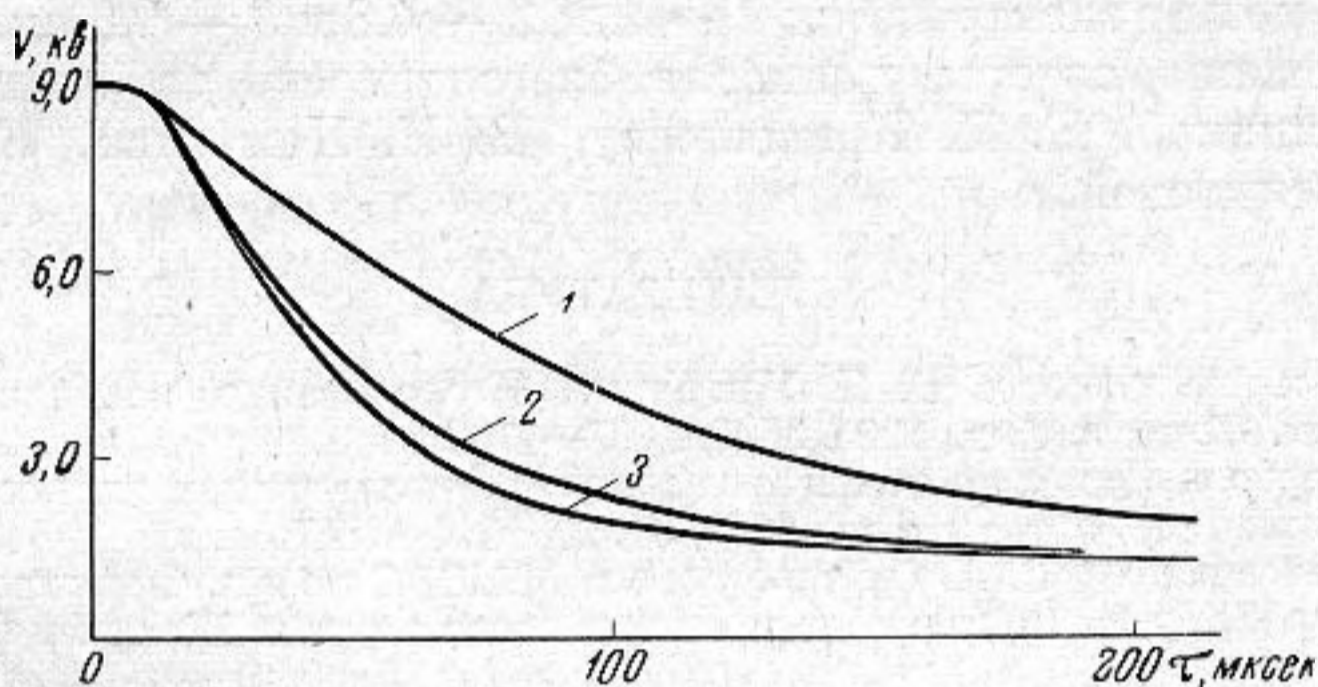
Таким образом, при помощи коронных разрядов в соленой воде можно создавать сравнительно простыми средствами импульсные акустические поля с практически любой пространственной конфигурацией фронтов. В связи с этим оказывается важным вопрос о взаимодействии корон через посредство импульсов сжатия. Короны могут излучать акустические импульсы независимо друг от друга, если взаимное расстояние велико по сравнению с пространственной длиной импульса, или в условиях воздействия друг на друга импульсом сжатия, если оно мало. В случае независимого излучения акустическое поле группы корон представляет собой сумму импульсов, излученных каждой из корон. При этом акустическая энергия, пропорциональная квадрату давления и первой степени дли-

тельности импульса, оказывается больше суммы энергий импульсов, излученных порознь.

Рассмотрим простейший случай двух источников, способных одновременно излучать прямоугольные импульсы сжатия с амплитудой p_0 на расстоянии R от источника и длительностью τ . Допустим, что расстояние между источниками равно ct , а $R \gg ct$. Суммарный импульс в этих ус-



Фиг. 18



Фиг. 19

ловиях представляет собой суперпозицию двух импульсов, следующих друг за другом с запаздыванием $\tau \cos \varphi$, где φ — угол в пределах от 0 до 90° между направлением наблюдения и прямой, соединяющей источники. Его энергия равна

$$W = (4\pi R^2 / \rho c) \int_0^{\pi/2} \int_0^T p^2(\varphi) \sin \varphi d\varphi dt = 12\pi R^2 p_0^2 \tau / \rho c, \quad (4)$$

где $T = \tau(1 + \cos \varphi)$ — длительность суммарного импульса. Сумма энергий двух импульсов, излученных порознь, равна $8\pi R^2 p_0^2 \tau / \rho c$, т. е. в 1,5 раза меньше. Тот же результат получается при интегрировании по углу и частоте пространственного распределения спектральной плотности интенсивности для серии из двух прямоугольных импульсов. Возрастание акустической энергии при независимом излучении происходит, очевидно, за счет кинетической энергии расходящегося потока жидкости благодаря образованию области застоя между источниками.

На основании этого результата может быть предложен эффективный способ увеличения электроакустического к.п.д. разрядов, заключающийся в том, что энергия накопителя подводится не к одному разряду, а распределяется между несколькими разрядами, срабатывающими одновременно и расположенными на взаимном расстоянии, равном пространственной длине импульса.

В качестве примера приведем экспериментальные результаты, полученные при таком подразделении определенного количества энергии, осуществленного при помощи коронных разрядов в соленой воде. Два последовательно соединенных конденсатора ИММ-5-150 с эквивалентной емкостью 80 мкф при 9 кВ разряжались на группу из 7 корон, расположенных по дуге окружности радиусом 1 м, в центре которой находился широкополосный гидрофон. Держатель коронирующих электродов позволял менять расстояние между центрами соседних корон в пределах от 1,2 до 9,6 см. На фиг. 18 показаны осциллограммы давления, снятые для расстояний между разрядниками: 1 — 1,2; 2 — 4,8; 3 — 9, 6 см и для одиночной короны при отведенных в сторону остальных 6 коронах — 4. На фиг. 18 видно, что давление, создаваемое 7 коронами на стадии независимого излучения, в 7 раз превосходит давление от одиночной короны из той же группы. Однако как только импульсы сжатия начинают действовать на каждую из корон, давление резко падает. Амплитуда импульса от корон, сближенных на минимальное расстояние, оказывается существенно меньшей, чем при независимом излучении. Причина кроется, видимо, в том, что величина объемного ускорения корон оказывается существенно меньше при наличии внешнего давления, действующего на корону. Снижение давления связано также и с замедлением разряда и, следовательно, с замедлением ввода энергии в плазму короны, как можно заключить по осциллограммам напряжения, изображенным на фиг. 19 для расстояний между электродами: 1 — 1,2; 2 — 4,8 и 3 — 0,6 см.

В заключение авторы приносят благодарность за помощь в работе Н. И. Чарушиной, К. П. Кривошееву, В. И. Немченко, Б. Н. Драпезо и Н. Г. Кожелуповой.

ЛИТЕРАТУРА

1. И. С. Стекольников, В. Я. Ушаков. Исследование разрядных явлений в жидкостях. Ж. техн. физ., 1965, 35, 9, 1693—1700.
2. В. Я. Ушаков. Развитие разряда в жидких диэлектриках на косоугольных волнах напряжения. Ж. техн. физ., 1965, 35, 10, 1844—1847.
3. Н. П. Мельников, Г. А. Остроумов, М. Ю. Стояк. Формирование электрического пробоя в водных растворах хлористого натрия. Ж. техн. физ., 1964, 34, 4, 949—951.
4. К. А. Наугольных, Н. А. Рой. О точечных электрических разрядах в жидкости. Прикл. мех. и техн. физ., 1967, 4.

Акустический институт АН СССР
Москва

Поступила в редакцию
30 июля 1966 г.