

О ЧАСТИЧНОМ ШУНТИРОВАНИИ СТОЛБА ДУГИ СТЕНКАМИ СТАБИЛИЗИРУЮЩИХ ДИАФРАГМ

В. А. Батури

(Новосибирск)

Рассматривается явление частичного шунтирования столба стабилизирующими диафрагмами в так называемой «каскадной» дуге. Приводятся экспериментальные данные о зависимости этого явления от тока, толщины диафрагм и расхода газа в случае аргоновой дуги.

Для получения плазмы в исследовательских целях часто применяются дуги, стабилизированные медными охлаждаемыми диафрагмами [1]. В таких дугах плазма столба находится в близком контакте с проводящей металлической стенкой канала. Шунтирование дуги стенкой предотвращается тем, что стабилизирующий канал здесь разделен на короткие электрически изолированные участки. Однако при этом сохраняется возможность частичного локального шунтирования столба стенками отдельных диафрагм. Анализ показывает, что шунтирующий ток должен зависеть от рода рабочего газа и его давления, внутреннего диаметра и толщины диафрагм, величины тока и напряженности электрического поля в столбе разряда, характера и интенсивности течения газа в стабилизирующем канале.

Электрическое взаимодействие столба со стенками диафрагм экспериментально исследовалось в работе [2] на слаботочной дуге в воздухе при атмосферном давлении (диаметр стабилизирующего канала в работе не указан). При токе дуги 20 а и толщине диафрагмы 15 мм шунтирующий ток по измерениям авторов [2] составлял 5 ма. Данные о шунтирующих токах для дуг в других газах при различных условиях в литературе отсутствуют.

Ниже описаны некоторые результаты исследования частичного шунтирования столба диафрагмами в зависимости от их толщины, величины тока и интенсивности осевого потока газа в стабилизированной аргоновой дуге ($p = 1 \text{ атм}$) с диаметром канала 5 мм.

1. Шунтирующие токи через диафрагмы в «каскадной» дуге обусловлены неодинаковым распределением потенциала в столбе и на стенке канала: потенциал плазмы V_p меняется вдоль оси дуги z непрерывно, а потенциал секционированной металлической стенки V_w — ступенчато (фиг. 1). Поэтому между плазмой столба и противолежащими стенками канала имеются радиальные напряжения $U_r(z) = V_p(z) - V_w(z)$. Предполагается, что в пределах толщины каждой диафрагмы существует такое сечение $z = \text{const} = z_0$ (координата z отсчитывается от левого края диафрагмы), в котором $V_w = V_p$ и, следовательно, $U_r = 0$. При переходе через плоскость z_0 радиальные напряжения $U_r(z)$ меняют свой знак: влево от плоскости z_0 они направлены от столба к стенке (эти напряжения будем считать положительными), вправо от плоскости z_0 — в обратном направлении (фиг. 1). Допустим, что распределение потенциала в столбе $V_p(z)$ линейно, по крайней мере, в пределах толщины диафрагмы. Тогда, как видно на фиг. 1, радиальные напряжения будут равны

$$U_r(z) = \frac{dV_p}{dz} (z_0 - z) = E (z_0 - z) \quad (1.1)$$

Здесь E — напряженность электрического поля в столбе дуги.

При конечном сопротивлении пограничного слоя газа в дуге радиальные напряжения между плазмой столба и стенкой должны вызывать радиальные токи, замыкающиеся на диафрагму. Эти паразитные токи направлены¹ от столба дуги в стенку на левой части диафрагмы (обращенной к катоду K от плоскости z_0) и от стенки в столб — на правой ее части. Полный радиальный ток, направленный в стенку, обозначим через i^+ , обратный ток — через i^- . Для изолированной диафрагмы (от соседних диафрагм) должно быть справедливо равенство

$$|i^+| = |i^-| = i \quad (1.2)$$

где i — ток, протекающий через тело диафрагмы в сечении плоскостью $z = \text{const} = z_0$. Таким образом, каждая диафрагма частично шунтирует охватываемый ею отрезок столба, уменьшая ток через плазму на величину i (по сравнению с током I на электродах дуги).

Рассмотрим две возможные схемы протекания радиальных токов через пограничный слой газа: схему с распределенным контактом и схему с сосредоточенными контактами.

¹ Положительным направлением тока здесь считается направление движения электронов под действием электрического поля.

В первой схеме радиальные паразитные токи распределены по всей внутренней стенке диафрагмы (фиг. 1, а). В этом случае следует ввести понятия удельного сопротивления контакта ρ и удельного радиального тока j в расчете на единицу длины канала. Удельное сопротивление положительным токам $j^+(z)$ (т. е. токам, обусловленным положительными радиальными напряжениями $U_r(z)$ влево от плоскости z_0) обозначим через ρ^+ , а сопротивление отрицательным радиальным токам — через ρ^- . При данных условиях и режиме горения дуги величины ρ^+ и ρ^- будем считать постоянными (не зависящими от z). Ввиду физического различия процессов протекания положительного и отрицательного радиальных токов [2] значения ρ^+ и ρ^- , по-видимому, должны быть различны. На основании некоторых экспериментальных данных работы [2] следует ожидать, что $\rho^+ < \rho^-$. В таком случае для обеспечения равенства (1.2) необходимо, чтобы радиальные напряжения $U_r(z)$ влево от сечения z_0 в среднем были меньше напряжений $U_r(z)$ в правой части диафрагмы. Для этого плоскость z_0 должна располагаться ближе к левому краю диафрагмы, как это условно показано на фиг. 1.

Согласно закону Ома с учетом (1.1) удельные радиальные токи равны

$$j(z) = \begin{cases} U_r(z)/\rho^+ = (z_0 - z)E/\rho^+ & (0 \leq z \leq z_0) \\ U_r(z)/\rho^- = (z - z_0)E/\rho^- & (z_0 \leq z \leq \delta) \end{cases} \quad (1.3)$$

где δ — толщина диафрагмы.

Суммарные токи от плазмы столба в стенку и от стенки в плазму определяются выражениями

$$i^+ = \int_0^{z_0} j(z) dz, \quad i^- = \int_{z_0}^{\delta} j(z) dz \quad (1.4)$$

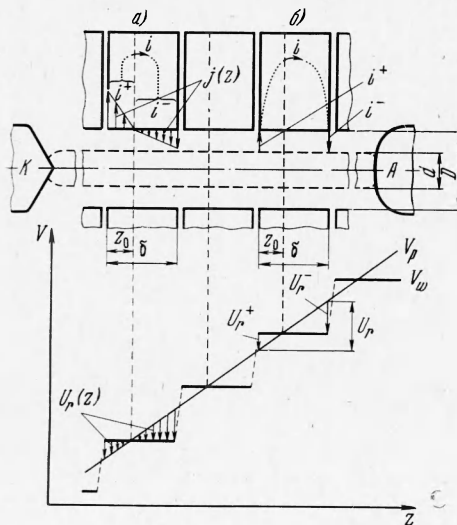
Интегрируя (1.4) с учетом (1.3) и принимая во внимание (1.2), получаем

$$i = \frac{1}{2} \frac{E}{\rho^+} z_0^2 = \frac{1}{2} \frac{E}{\rho^-} (\delta - z_0)^2, \text{ или } i = c_1 \frac{E}{\rho^-} \delta^2 \quad (c_1 = \frac{1}{2} [1 - (\frac{z_0}{\delta})^2]) \quad (1.5)$$

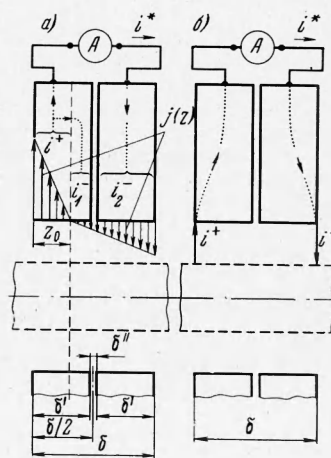
Отношение z_0/δ и, следовательно, величина c_1 определяются отношением удельных сопротивлений ρ^+/ρ^- . Исходя из содержащегося в (1.5) равенства $z_0^2/\rho^+ = (\delta - z_0)^2/\rho^-$, можно показать, что

$$\frac{z_0}{\delta} = \frac{1}{1 + \sqrt{\rho^-/\rho^+}}, \quad c_1 = \frac{1}{2(1 + \sqrt{\rho^-/\rho^+})^2} \quad (1.6)$$

Во второй схеме предполагается, что паразитные токи i^+ и i^- протекают сосредоточенно в местах наибольших радиальных напряжений по краям диафрагмы (фиг. 1, б).



Фиг. 1



Фиг. 2

Такой контакт столба с диафрагмой может осуществляться, например, в форме локализованных несамостоятельных микрозарядов через пограничный слой газа. Обозначим сопротивления контактных «перемычек» на левой и правой кромках диафрагмы через R^+ и R^- , а действующие на них радиальные напряжения — через U_r^+ и U_r^- соответственно.

Исходя из выражения (1.1) и закона Ома, получаем

$$U_r^+ = U_r(0) = Ez_0, \quad U_r^- = U_r(\delta) = -E(\delta - z_0) \quad (1.7)$$

$$i^+ = \frac{U_r^+}{R^+} = \frac{E}{R^+} z_0, \quad i^- = \frac{U_r^-}{R^-} = -\frac{E}{R^-} (\delta - z_0) \quad (1.8)$$

В случае полной изоляции диафрагмы от соседних диафрагм образуется последовательная цепь паразитного тока (от плазмы в стенку диафрагмы и от стенки в плазму) с суммарным сопротивлением $R = R^+ + R^-$ и действующим напряжением

$$U_r = |U_r^+| + |U_r^-| = E\delta \quad (1.9)$$

При этом шунтирующий ток равен

$$i = \frac{U_r}{R} = \frac{E}{R} \delta \quad (1.10)$$

Две рассмотренные схемы протекания радиальных токов приводят к различному характеру зависимости шунтирующего тока от толщины диафрагмы: в схеме с распределенным контактом $i \sim \delta^2$, а в схеме с сосредоточенными контактами $i \sim \delta$ (см. (1.5) и (1.10)) соответственно. Для того чтобы установить, какая из этих схем более правильно отражает реальный процесс шунтирования столба диафрагмами, необходимо знать действительный характер зависимости i от δ .

2. Экспериментальное определение шунтирующих токов через диафрагмы проводилось на стабилизированной дуге [1] в аргоне с диаметром канала $D = 5$ мм. В одной из диафрагм имелось радиальное окно для оптических измерений. Аргон подавался в дугу со стороны катода.

В опытах измерялись ток дуги I , напряженность электрического поля в столбе E , световой диаметр столба d , расход газа q и шунтирующие токи i . Напряженность поля E определялась из энергетического баланса столба (при малых расходах аргона) и из распределения потенциала в дуге, измеренного с помощью диафрагм в качестве электрических зондов. Диаметр столба d оценивался по размеру изображения столба на экране, расположенном сбоку дуги. Малые расходы газа определялись и контролировались по перепаду давления на тарированном капилляре, повышенные расходы — с помощью ротаметров РС-3 и РС-5.

Для обнаружения и определения величины шунтирующих токов применялась простейшая измерительная схема, составленная из двух смежных диафрагм одинаковой толщины δ' , закороченных проводником через амперметр (фиг. 2, а, б). Такая спаренная диафрагма толщиной $\delta = 2\delta' + \delta''$ (δ'' — ширина зазора между спариваемыми диафрагмами) в отношении электрического взаимодействия со столбом дуги эквивалентна сплошной диафрагме той же толщины δ (при условии $\delta'' \ll \delta$).

Если предположить, что образование радиальных токов происходит по схеме с распределенным контактом, то фиксируемый амперметром ток i^* в случае $z_0 < \delta/2$ должен быть несколько меньше полного шунтирующего тока i (см. фиг. 2, а). Измеряемый ток будет определяться выражением

$$i^* = |i^+| - |i_1^-| = |i_2^-| = \int_{\delta/2}^{\delta} j(z) dz \quad (2.1)$$

Интегрирование (2.1) с учетом (1.3) дает

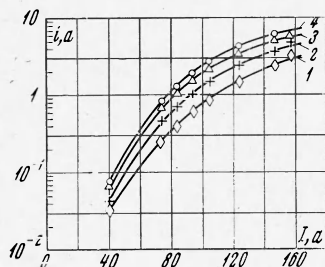
$$i^* = \frac{E}{\rho^+} \left(\frac{3}{8} \delta^2 - \frac{1}{2} \delta z_0 \right), \quad \text{или} \quad i^* = c_2 \frac{E}{\rho^+} \delta^2 \quad \left(c_2 = \left[\frac{3}{8} - \frac{1}{2} \left(\frac{z_0}{\delta} \right) \right] \right) \quad (2.2)$$

Из сравнения (2.2) с (1.5) при различных значениях z_0/δ находим, что отношение токов i^*/i должно лежать в пределах $\sim 0.75 \div 1.0$ (наименьшее значение $i^*/i = 0.75$ соответствует случаю, когда $\rho^+ \ll \rho^-$ и, согласно (1.6), $z_0/\delta \rightarrow 0$).

Таким образом, показано, что в случае справедливости схемы с распределенным контактом фиксируемый прибором ток i^* практически соответствует (как по характеру зависимости его от δ , так и по величине) шунтирующему току i в сплошной диафрагме.

Если справедлива схема с сосредоточенными контактами, то, как ясно из фиг. 2, б, шунтирующий ток полностью протекает через амперметр, т. е. $i^* = i$, или с учетом (1.10)

$$i^* = \frac{E}{R} \delta \quad (2.3)$$

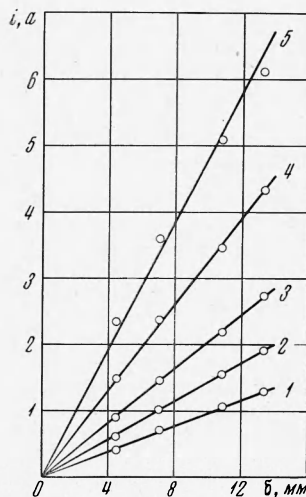


Фиг. 3

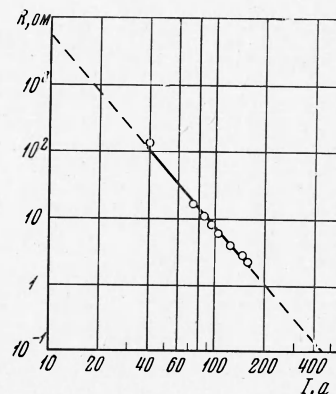
этой сборке измерения проводились при малом расходе аргона ($q = 0.05$ г/сек) с тем, чтобы обеспечить однородность столба [3] и тем самым устранить влияние на токи i расположения диафрагм по длине канала.

Результаты измерений приведены на фиг. 3. Кривыми 1, 2, 3, 4 здесь описываются точки, полученные при толщине диафрагм $\delta = 4.5, 7.1, 10.8, 13.4$ мм соответственно.

Из фиг. 3 видно, что шунтирующие токи очень сильно зависят от тока дуги. Так, для диафрагмы толщиной $\delta = 7.1$ мм при увеличении тока $I \sim$ с 40 до 157 А ($\sim$ в 4 раза) ток i возрастает с 0.044 до 4.75 А (т. е. более чем в 100 раз). Столь резкая зависимость i от I свидетельствует о значительном влиянии тока дуги на величину контактных сопротивлений. Последние должны определяться толщиной и состоянием пограничного слоя газа. Согласно экспериментальным оценкам диаметра столба d , толщина пограничного слоя $\delta^* = 0.5 (D - d)$ с изменением тока дуги менялась весьма существенно.



Фиг. 4



Фиг. 5

На фиг. 4 измеренные токи i представлены в зависимости от толщины диафрагмы δ . Экспериментальные точки сравнительно хорошо ложатся на усредняющие прямые, проведенные из начала координат (обозначения 1, 2, 3, 4 и 5 соответствуют значениям тока дуги 84, 94, 104, 124 и 147 А).

Линейный характер зависимости i от δ говорит о том, что из двух рассмотренных выше схем наиболее правдоподобна схема с сосредоточенными контактами (фиг. 1, б), приводящая также к линейной зависимости i от δ (1.10). Напротив, схема с распределенным контактом, согласно которой $i \sim \delta^2$ (1.5), явно не отвечает реальной зависимости i от δ . На основании этого дальнейший анализ и обработка опытных данных проводятся исходя из схемы с сосредоточенными контактами и соответствующей ей формулы (1.10).

Зная толщину диафрагм δ и измеренные в опыте значения i и E , из формулы (1.10) можно определить суммарное контактное сопротивление R . При этом величину отно-

пения i/δ целесообразно брать по наклону усредняющих прямых (фиг. 4). Вычисленные таким образом значения R в зависимости от тока дуги I представлены в логарифмических координатах на фиг. 5. Полученные точки удовлетворительно описываются прямой вида

$$\lg R = \ln A + n \lg I \quad (2.4)$$

при значениях $A \approx 4.0 \cdot 10^6$ и $n \approx -2.86$. Отсюда

$$R = AI^n \approx 4.0 \cdot 10^6 I^{-2.86} \quad (2.5)$$

Таким образом, контактные сопротивления обратно пропорциональны току дуги в третьей степени. После подстановки (2.5) в (1.10) получаем формулу для определения шунтирующих токов

$$i \approx 2.5 \cdot 10^{-7} \delta E I^{2.86} \quad (2.6)$$

Вычисленные по этой формуле значения токов i согласуются с измеренными в пределах точности до 20%.

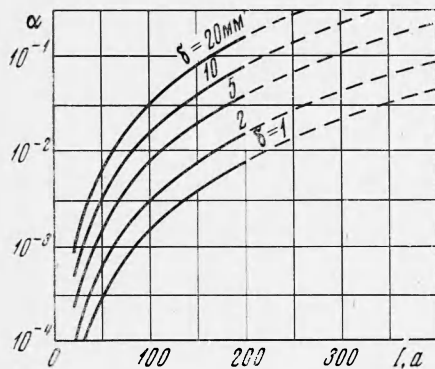
Выражение (2.6) можно записать также в виде

$$\alpha \approx 2.5 \cdot 10^{-7} \delta E I^{1.86} \quad (2.7)$$

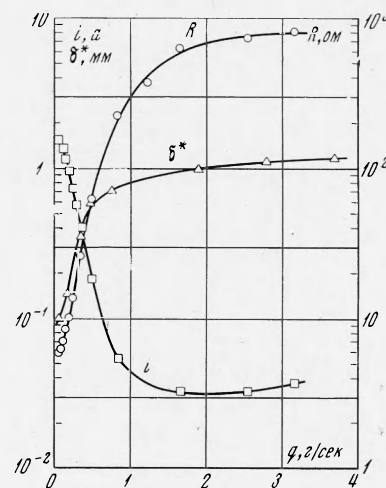
где $\alpha = i/I$ — степень шунтирования столба диафрагмой.

Следует иметь в виду, что формулы (2.5), (2.6) и (2.7) получены для вполне определенных условий в дуге ($D = 5$ мм, $q = 0.05$ г/сек, $p = 1$ атм).

Величина α вычислялась по формуле (2.7) для диафрагм толщиной $\delta = 1, 2, 5, 10$ и 20 мм в интервале токов дуги от 20 до 400 а. При этом значения напряженности поля E брались непосредственно из опыта для интервала токов от 20 до 200 а и по экстраполяции экспериментальной кривой $E(I)$ — для токов $I = 200 \div 400$ а. Результаты расчетов представлены графически на фиг. 6.



Фиг. 6



Фиг. 7

Указанные расчеты могут быть использованы для оценки необходимой толщины стабилизирующих диафрагм. Так, например, при заданном условии $\alpha \lesssim 2\%$ и $I \lesssim 150$ а толщина диафрагм согласно графикам на фиг. 6 не должна превышать 5 мм.

На фиг. 7 показано влияние осевого течения газа на процесс шунтирования столба дуги диафрагмой. Здесь представлены зависимости величин i и R от расхода газа q , полученные из обработки данных измерений на спаренной диафрагме толщиной $\delta = 8.1$ мм. Здесь же дана зависимость величины $\delta^* = 0.5(D - d)$ от q , полученная на основании экспериментальных оценок светового диаметра столба d указанным ранее способом. Измерения проводились при одинаковом токе дуги, равном 100 а.

Как видно из фиг. 7, увеличение расхода аргона от 0.05 до 1.5 г/сек приводит к снижению шунтирующего тока i с 1.5 до 0.03 а (~в 50 раз). После прохождения через минимум (при $q \approx 2$ г/сек) шунтирующий ток начинает несколько увеличиваться. Такой характер зависимости i от q можно объяснить следующим.

По мере увеличения количества продуваемого газа столб дуги все более сильно охлаждается на периферии. В результате толщина «холодного» пограничного слоя газа значительно возрастает, причем особенно резко в области $0.05 < q \lesssim 0.5$ г/сек (как это видно на фиг. 7). При этом очень сильно растет сопротивление контакта столба со стенкой. Это вызывает резкое снижение радиального паразитного тока, несмотря

на то, что с ростом q напряженность поля E (а стало быть, и действующее напряжение U_r (1.9)) существенно увеличивается. Последний фактор начинает играть заметную роль лишь после того, как кривая зависимости $R(q)$ достигает своеобразного «насыщения». Это имеет место в области $q \gtrsim 2$ г/сек, где наблюдается некоторый подъем кривой зависимости $i(q)$.

С увеличением q от 0.05 до 3.2 г/сек суммарное контактное сопротивление R возрастает ~ с 6 до 800 ом (~ в 130 раз), толщина пограничного слоя δ^* — примерно с 0.1 до 1.2 мм (~ в 12 раз). Более сильный рост величины R по сравнению с δ^* , возможно, обусловлен снижением средней температуры пограничного слоя T^* при увеличении q (расход газа, очевидно, влияет на механизм теплообмена, а стало быть, на характер радиального распределения температуры у стенки и тем самым на величину T^*).

Одним из путей повышения температуры плазмы в столбе дуги является, как известно, увеличение тока I . Рассмотренные выше экспериментальные данные и расчеты указывают на то, что в случае аргоновой дуги при малых расходах газа возможность увеличения тока I существенно ограничивается из-за сильно возрастающей степени шунтирования столба диафрагмами. Так, согласно расчетам по формуле (2.7), для диафрагм толщиной 5 мм степень шунтирования равна ~3% при токе $I = 200$ а, ~10% при $I = 300$ а и около 20% при $I = 400$ а (см. фиг. 6). К тому же, как показал опыт, сильное увеличение степени шунтирования α приводит к нарушению стабильного горения дуги. Чрезмерное возрастание α может привести также к разрушению медных диафрагм (в особенности их правых кромок, работающих в режиме катода).

Указанное ограничение практически снимается при работе дуги с повышенными расходами газа, так как в этом случае шунтирующий ток снижается очень сильно (фиг. 7).

Полученные в работе данные могут быть полезны и при проведении некоторых других исследований на дугах подобного типа. Например, знание величины контактных сопротивлений нужно при выборе схемы измерения потенциалов и напряженности поля в столбе дуги при помощи диафрагм — зондов [2]. При повышенной степени шунтирования столба диафрагмами (например, в высокоточных режимах аргоновой дуги с малыми расходами газа) знание величины α позволяет вводить поправку к току, измеряемому во внешней цепи дуги. Введение такой поправки желательно при некоторых количественных исследованиях на дуге (например, при определении электропроводности плазмы).

Поступила 21 VI 1969

ЛИТЕРАТУРА

1. Шейдлин А. Е., Асиновский Э. И., Батурин В. А., Батенин В. М. Установка для получения плазмы и изучения ее свойств. Ж. техн. физ., 1963, т. 33, вып. 10, стр. 1169.
2. Эдельс Х., Кимблин С. В. Метод измерения нестационарной электропроводности плазменного столба. В сб. «Низкотемпературная плазма», М. «Мир», 1967.
3. Батурин В. А., Уланов И. М. Энергетический баланс стабилизированных дуг в аргоне с интенсивным осевым потоком газа. Ж. техн. физ., 1968, т. 38, вып. 5, стр. 888.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ КРИТИЧЕСКОГО ПАРАМЕТРА АДИАБАТИЧНОСТИ ДЛЯ РАЗЛИЧНЫХ ГЕОМЕТРИЙ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

А. Н. Дубинина, Л. С. Красицкая

(Новосибирск)

Приводятся результаты некоторых экспериментов по определению критического параметра адиабатичности для различных геометрий магнитного поля при движении электронов в магнитной ловушке пробочной конфигурации. Показано, что при любой конфигурации магнитного поля величина критического параметра адиабатичности остается величиной постоянной, равной $(3.9 \pm 0.4) \cdot 10^{-2}$.

Определение критического значения параметра адиабатичности $\epsilon_* = (\rho_L / R)_1$ при движении электрона в магнитной ловушке пробочной конфигурации изложено в работах [1,2], где R — характерный размер поля, ρ_L — ларморовский радиус.