

В положительном столбе второй член обращается в нуль. При  $b_e > 0$  учет его приводит к формированию длинной анодной области с масштабом  $\lambda_{||}$  [8]. В неоне при  $b_e = -1/2$  учет этого члена тоже оказывается существенным. Действительно, если его не учитывать, то характерный масштаб анодной области из (5) оказывается порядка  $R$ . Эксперимент же показывает, что вплоть до  $\lambda_T$  существует положительный столб. Это же следует из (5) при учете амбиполярного дрейфа. На расстоянии  $\lambda_T$  происходит перераспределение потенциала от эквипотенциального анода до радиального потенциала в столбе. Большой перепад потенциала на периферии приводит к большому росту свечения на периферии, наблюдаемому в эксперименте.

Таким образом, выполненные исследования показывают, что механизм формирования анодной области при низких и повышенных давлениях существенно различается. При повышенном давлении необходимо кинетическое описание анодной области на масштабе  $\lambda_T$  и гидродинамическое на больших расстояниях с учетом зависимости подвижности электронов от поля. При падающей зависимости  $b_e(E)$  характерный масштаб неоднородности оказывается порядка  $\lambda_T$ .

Авторы благодарны Л. Д. Цендину за полезные обсуждения.

### Список литературы

- [1] Голубовский Ю. Б., аль Хават Ш. Х., Цендин Л. Д. // ЖТФ. 1987. Т. 57. Вып. 7. С. 1285—1291.
- [2] Голубовский Ю. Б., Колобов В. И., аль Хават Ш. Х. // ЖТФ. 1988. Т. 58. Вып. 9. С. 1729—1737.
- [3] Lowke J. J., Parker J. H., Hall C. A. // Phys. Rev. A. 1977. Vol. 15. N 3. P. 1237—1245.
- [4] Клярфельд Б. Н., Неретина Н. А. // ЖТФ. 1958. Т. 28. Вып. 2. С. 296—315.
- [5] Швейгерт В. А. // Физика плазмы. 1988. Т. 14. № 11. С. 1363—1369.
- [6] Райзер Ю. П. Физика газового разряда. М.: Наука, 1987. 592 с.
- [7] Рожанский В. А., Цендин Л. Д. Столкновительный перенос в частично ионизованной плазме. М.: Энергоатомиздат, 1988. 248 с.
- [8] Колобов В. И., Цендин Л. Д. // ЖТФ. 1989. Т. 59. Вып. 11. С. 22—29.

Ленинградский  
государственный университет

Поступило в Редакцию  
3 апреля 1984 г.

09

Журнал технической физики, т. 60, в. 6, 1990

© 1990 г.

## ЭФФЕКТ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПОЛЕЙ ОТКРЫТЫХ РЕЗОНАНСНЫХ СИСТЕМ С ПРОВОДЯЩИМИ ПРЯМОУГОЛЬНЫМИ ЦИЛИНДРАМИ

Б. М. Булгаков, Э. И. Велиев, В. В. Веремей, А. М. Фурсов, В. П. Шестопалов

Теоретически и экспериментально обнаружено явление аномально слабого рассеяния электромагнитного поля открытого резонатора (ОР) на размещенном в его объеме идеально проводящем цилиндре прямоугольного сечения. Установлено, что этот эффект достигается за счет противофазного сложения полей, отраженных от различных граней бруска, у которого поперечные размеры сравнимы с длиной волны.

Интерес, проявленный в последнее время к этой проблеме, обусловлен интенсивными разработками в области создания некоторых типов измерительных устройств [1], электровакуумных и твердотельных генераторов [2, 3] миллиметрового (мм) и субмиллиметрового (субмм) диапазонов длин волн. В подобных квазиоптических системах двумерные неоднородности выполняют функции трансформаторов импеданса ОР в импедансы размещенных внутри резонансного объема активных и пассивных элементов, а также обеспечивают эффективный отвод тепла от активных структур.

Известно, что электромагнитное поле внутри любого ОР может быть представлено в виде суперпозиции двух сдвинутых по фазе плоских волн, бегущих навстречу друг другу и имеющих одинаковые амплитуды. В силу этого влияние двумерной неоднородности в виде идеально проводящего прямоугольного цилиндра на уровень дифракционных потерь ОР можно

оценить путем решения следующей модельной задачи. Пусть на брусок в положительном и отрицательном (относительно оси  $x$ ) направлениях падают две плоские электромагнитные  $H$ -поляризованные волны, имеющие различные фазовые сдвиги относительно начала системы координат (рис. 1, а, вставка). В рамках принятой модели процесс взаимодействия неоднородности с полем ОР описывается решением задачи дифракции волны вида  $H_x = e^{i(kx - \Delta\varphi)} +$

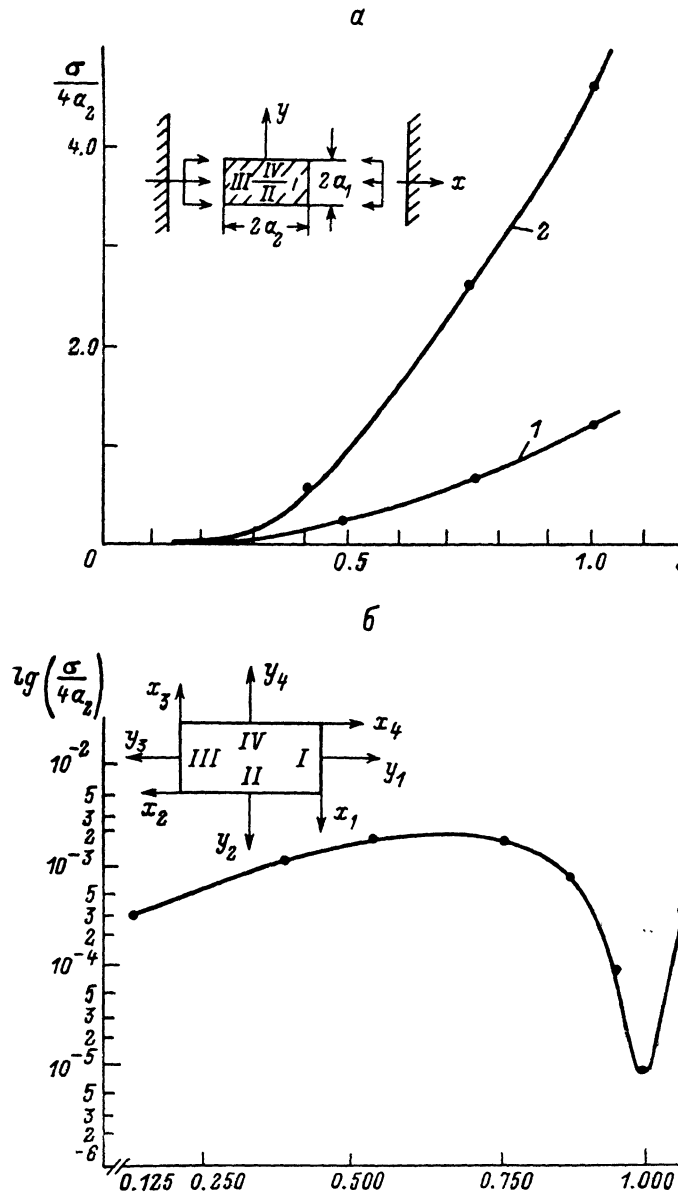


Рис. 1.

а — зависимость  $\sigma/4a_2$  от  $S=a_1/a_2$ , где  $2a_2=\lambda/2=\text{const}$ ; ситуация, при которой  $\Delta\varphi=0$ ; 1 — рассеяние одной волны, 2 — двух волн; б — зависимость  $\lg(\sigma/4a_2)$  от  $S=a_1/a_2$ , где  $2a_2=\lambda/2=\text{const}$ ; ситуация, при которой  $\Delta\varphi=\pi/2$ .

$+e^{-i(kx - \Delta\varphi)}$  ( $\Delta\varphi$  — относительный сдвиг фаз) на прямоугольном цилиндре. Ниже приведены результаты решения поставленной задачи с помощью строгого метода, предложенного в работе [4].

Изучено влияние толщины бруска, имеющего резонансную ширину ( $2a_2=\lambda/2$ ), на его рассеивающую способность. На рис. 1 приведена зависимость нормированного сечения рассеяния  $\sigma/4a_2$  от параметра  $S=a_1/a_2$ , характеризующего толщину цилиндра. Рассмотрены два альтернативных случая, когда боковые грани бруска (I и III) локализованы либо в узлах («пучностях») электрического (магнитного) поля стоячей волны, либо, наоборот, расположены

пучностях (узлах) электрического (магнитного) поля стоячей волны. В соответствии с принятой моделью ОР оба варианта описываются сдвигами фаз  $\Delta\varphi$  соответственно  $\pi/2$  и  $0$  радиан.

Из рис. 1, а (кривая 2) следует, что в случае  $\Delta\varphi=0$  с увеличением толщины бруска  $2a_2$  сечение рассеяния интенсивно возрастает. Подобная зависимость может быть объяснена увеличением площадей освещенных граней прямоугольного цилиндра.

Рассмотрим ситуацию, при которой  $\Delta\varphi=\pi/2$ . Сравнение графиков зависимостей  $\{\sigma/4a_2\} (S)$  и  $\{\lg(\sigma/4a_2)\} (S)$ , приведенных на рис. 1, а (кривая 2) и рис. 1, б, показывает, что цилиндр прямоугольного сечения, боковые грани которого локализованы в узлах (пучностях) электрического (магнитного) поля стоячей волны, рассеивает электромагнитную энергию на 3—5 порядков меньше, чем в том случае, когда боковые грани исследуемого объекта расположены в пучностях (узлах) электрического (магнитного) поля стоячей волны. Отсюда следует вывод, что случай  $\Delta\varphi=\pi/2$  «благоприятный» с точки зрения достижения минимума дифракционных потерь ОР, в объеме которого находится цилиндр прямоугольного сечения,

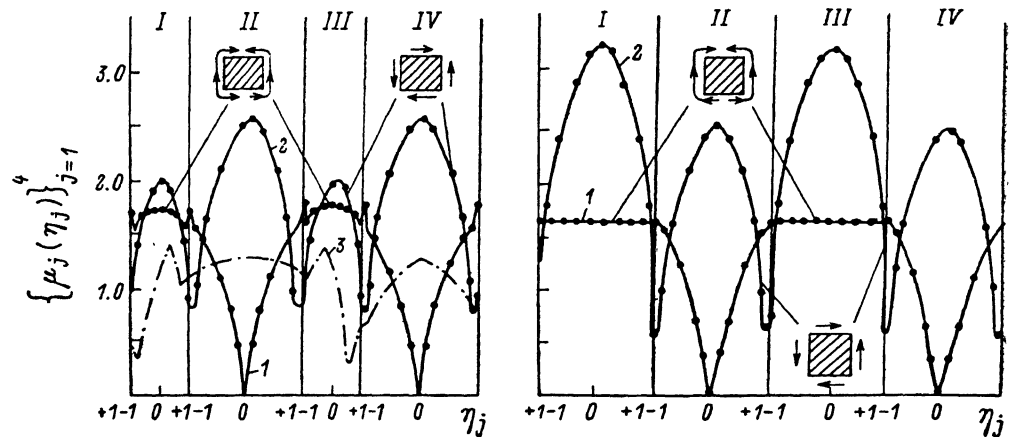


Рис. 2. Зависимость модуля плотности тока  $\mu_j$  от точки наблюдения на гранях бруска  $\eta_j = x_j/a_j \in [-1, 1]$ , где  $j=1, 2, 3, 4$  — номера граней.

1 —  $\Delta\varphi=\pi/2$ , 2 —  $\Delta\varphi=0$ , 3 — рассеяние одной волны;  $S=0.5$  (а), 1.0 (б).

имеющий резонансную ширину. Особо следует отметить случай  $S \approx 1.0$  (цилиндр квадратного сечения), при котором кривая  $\{\lg(\sigma/4a_2)\} (S)$  достигает глобального минимума. Полученные результаты представляют несомненный интерес с точки зрения использования эффекта резкого снижения рассеивающей способности бруска резонансной ширины в поле стоячей волны, характеризуемой сдвигом фаз  $\Delta\varphi=\pi/2$ .

Наблюдаемые особенности в поведении зависимости сечения рассеяния от толщины исследуемого объекта можно объяснить законом распределения модуля плотности тока  $\mu$  на поверхности цилиндра резонансной ширины  $2a_2=\lambda/2$  (направление протекания токов следует из результатов анализа распределения фазы плотности тока  $\arg\{\mu_j(\eta_j)\}_{j=1}^4$ , где  $\eta_j=x_j/a_j \in [-1, 1]$  — точка наблюдения на поверхности исследуемого объекта в локальных системах координат (рис. 1, б). Из графика зависимости  $\{\mu_j(\eta_j)\}_{j=1}^4$  (рис. 2), рассчитанной для случая  $\Delta\varphi=0$  (кривые 2), в частности, следует, что каждая из граней бруска представляет собой аналог уединенной в пространстве антенны с косинусоидальным распределением тока по апертуре. Именно этим обстоятельством объясняется интенсивное рассеяние электромагнитной энергии цилиндром в поле стоячей волны, характеризуемой сдвигом фаз  $\Delta\varphi=0$ . Иная ситуация наблюдается в случае  $\Delta\varphi=\pi/2$  (рис. 2, кривые 1). Наличие значительной плотности тока на ребрах бруска приводит к тому, что вся поверхность бруска представляет собой единую сильно связанную излучающую систему. Если в дополнение к этому учесть то обстоятельство, что распределение плотности тока на поверхностях широких граней II и IV противофазно и симметрично относительно оси  $y$ , а токи, протекающие на гранях I и III, синфазны и разделены в пространстве полуволновой базой, то становится ясно, что причиной резкого снижения рассеивающей способности цилиндра в случае  $\Delta\varphi=\pi/2$  следует считать наличие компенсационного механизма, связанного с взаимным подавлением полей, излученных каждой гранью исследуемого объекта, в дальней зоне. В этой связи необходимо отметить существенное влияние характера распределения плотности тока на поверхностях освещенных граней I и III на рассеивающую способность цилиндра: чем более равномерно это распределение

(случай  $S \approx 1.0$ ), тем меньше сечение рассеяния бруска. Всякое отклонение амплитуд и фаз плотностей токов от равномерного закона нарушает интерференционную картину поля в дальней зоне, что порождает рост сечения рассеяния цилиндра.

Исследование влияния размеров бруска на его рассеивающие свойства показало, что отклонение ширины цилиндра прямоугольного сечения от ее резонансного значения  $2a_2 = \lambda/2$

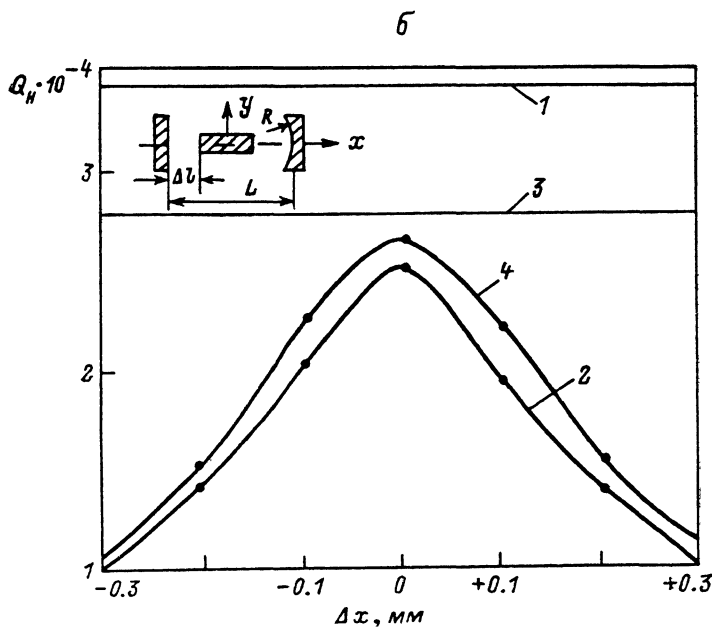
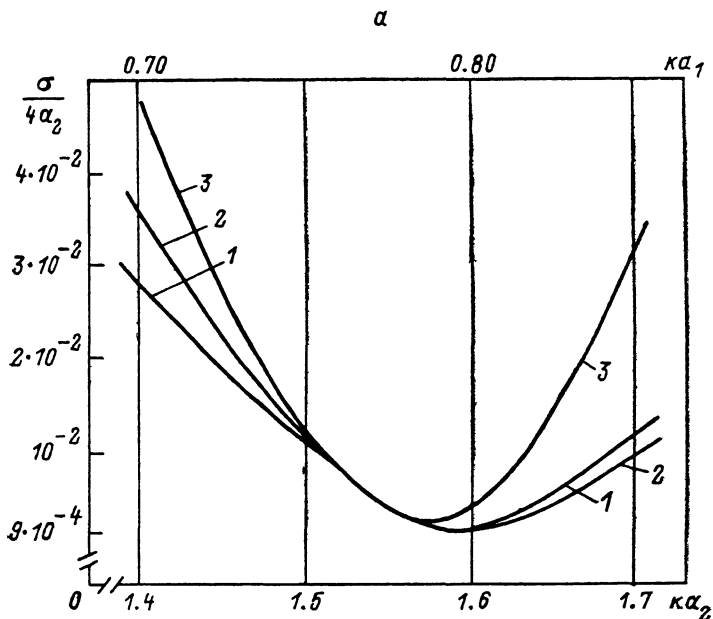


Рис. 3.

**a** — зависимость  $\sigma/4a_2$  от  $ka_1$  или  $ka_2$  ( $k=2\pi/\lambda$ ): 1 —  $S=0.5$ ,  $ka_1=\text{const}$ ,  $ka_2=\text{var}$  ( $k=\text{var}$ ),  $\Delta\varphi=\pi/2$ , симметричный случай; 2 —  $S=\text{var}$ ,  $ka_1=\text{const}$  ( $k=\text{const}$ ),  $ka_2=\text{var}$ ,  $\Delta\varphi=\pi/2$ , симметричный случай; 3 —  $S=0.5$ ,  $ka_1=\text{const}$ ,  $ka_2=\text{var}$  ( $k=\text{var}$ ),  $\Delta\varphi=\text{var}$ , асимметричный случай; **b** — зависимость  $Q_n$  от осевого смещения бруска  $\Delta x$  из положения, при котором  $\Delta\varphi=\pi/2$ :  $S=0.375$ ,  $ka_2=\pi/2$ ,  $\lambda=8.0$  мм,  $L=100$  мм,  $R=180$  мм,  $\Delta l=5$  ( $\lambda/2$ ).

влечет за собой рост сечения рассеяния во всех случаях: как при симметричном, так и при асимметричном расположении граней I и III относительно смежных пучностей стоячей волны магнитного поля. Однако наблюдается аномалия и в этой ситуации: при незначительном (порядка 2 %) симметричном увеличении ширины бруска по отношению к полуволновому

размеру (случай  $S=0.5$ ) происходит дополнительное уменьшение сечения рассеяния цилиндра (рис. 3, кривые 1, 2).

Следует отметить, что результаты эксперимента находятся в хорошем согласии с расчетными данными. Это видно, в частности, из анализа графика зависимости нагруженной добротности ОР  $Q_n$  от величины осевого смещения бруска  $\Delta x$  из «благоприятного» положения (рис. 3, б, кривая 1 —  $Q_{пуст}^{эксн}(\Delta x)$ , кривая 2 —  $Q_{брус}^{эксн}(\Delta x)$ , кривая 3 —  $Q_{пуст}^{теор}(\Delta x)$ , кривая 4 —  $Q_{брус}^{теор}(\Delta x)$ ). Теоретическая зависимость  $Q_{брус}^{теор}(\Delta x)$  получена на основании аппроксимирующего выражения

$$Q_{брус}^{теор} = \frac{2\pi L}{\lambda} \left[ \delta_{\Sigma}^{н\text{уст}} + \varepsilon \left( \frac{\sigma}{4a_2} \right) (\Delta x) \right]^{-1},$$

где  $\delta_{\Sigma}^{н\text{уст}}$  — суммарные потери за проход в пустом ОР,  $\varepsilon \approx 0.2$ ,  $\Delta x = \lambda (0.25 - \Delta\varphi/2\pi)$ ,  $\Delta\varphi = \text{var}$ .

Хорошее совпадение теоретических и экспериментальных результатов свидетельствует о том, что такой параметр, как сечение рассеяния, пригодный для описания процесса рассеяния в зоне Фраунгофера, может быть использован для качественных оценок уровня дифракционных потерь в ОР с неоднородностями.

### Список литературы

- [1] Cullen A. L., Kumar A. // Proc. Roy. Soc. Lond. 1970. Vol. A315. P. 217—230.
- [2] Шестопалов В. П. Дифракционная электроника. Харьков: Вища школа, 1976. 231 с.
- [3] Коцержинский Б. А., Мачуский Е. А., Першин Н. А., Тараненко В. П. // Изв. вузов. Радиоэлектроника. 1987. Т. 30. № 10. С. 13—23.
- [4] Велиев Э. И., Вережей В. В., Шестопалов В. П. // РиЭ. 1988. Т. 33. № 3. С. 478—490.

Институт радиофизики  
и электроники АН УССР  
Харьков

Поступило в Редакцию  
22 апреля 1989 г.

05:07

Журнал технической физики, т. 60, в. 6, 1990

© 1990 г.

## ИЗЛУЧЕНИЕ СВЕТА ПРИ ДИНАМИЧЕСКОМ РАЗРУШЕНИИ ТИТАНА

К. Б. Абрамова, А. Б. Пахомов, Б. П. Перегуд, И. П. Щербаков

За последние годы установлено, что разрушение металлов сопровождается рядом эмиссионных явлений, в частности излучением света [1-7], эмиссией ионов [8] и нейтральных атомов [8]. Интенсивность свечения при разрушении растет с увеличением скорости приложения нагрузки. Например, интенсивность свечения при разрушении титановых образцов маятниковым копром возрастает на порядок при увеличении скорости маятника от 3.5 до 5.5 м/с [8]. В работе [3] на примере одинадцати различных металлов и сплавов показано, что интенсивность излучения при фиксированной скорости нагружения монотонно растет как функция отношения предела текучести к коэффициенту теплопроводности материала. Из исследованных металлов (Cu, Al, Mo, Zr, Fe, Ti и их сплавы) сплавы титана при разрушении излучают наиболее интенсивно.

Разрушение титановых образцов сопровождается двумя световыми вспышками, которые разделены временной паузой. В первой вспышке преобладает видимое излучение, во второй — инфракрасное [7].

Описанные ниже эксперименты позволили определить, на каких этапах процесса разрушения происходит свечение. Приводятся измеренные спектры излучения. Схема опытов аналогична использовавшейся в [7]. Образцы разрушались копром МК-30 (скорость маятника в момент удара  $v=5.5$  м/с). Излучение регистрировалось фотоумножителями ФЭУ-136, работающими в аналоговом режиме. Охлаждение ФЭУ не применялось, чтобы не уменьшать чувствительность фотокатода в длинноволновой области спектра. Излучение в инфракрасной области  $\lambda \geq 1$  мкм исследовалось с помощью фотосопrotivления ФСГ-22-3А1.