

В положительном столбе второй член обращается в нуль. При $\delta_e > 0$ учет его приводит к формированию длинной анодной области с масштабом $\lambda_{||}$ [8]. В неоне при $\delta_e = -1/2$ 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 λ_T существует положительный столб. Это же следует из (5) при учете амбиполярного дрейфа. На расстоянии λ_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 λ_T и гидродинамическое на больших расстояниях с учетом зависимости подвижности электронов от поля. При падающей зависимости $b_e(E)$ характерный масштаб неоднородности оказывается порядка λ_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., Нертина 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 работами 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 $H_z = e^{i(kx - \Delta\varphi)} +$

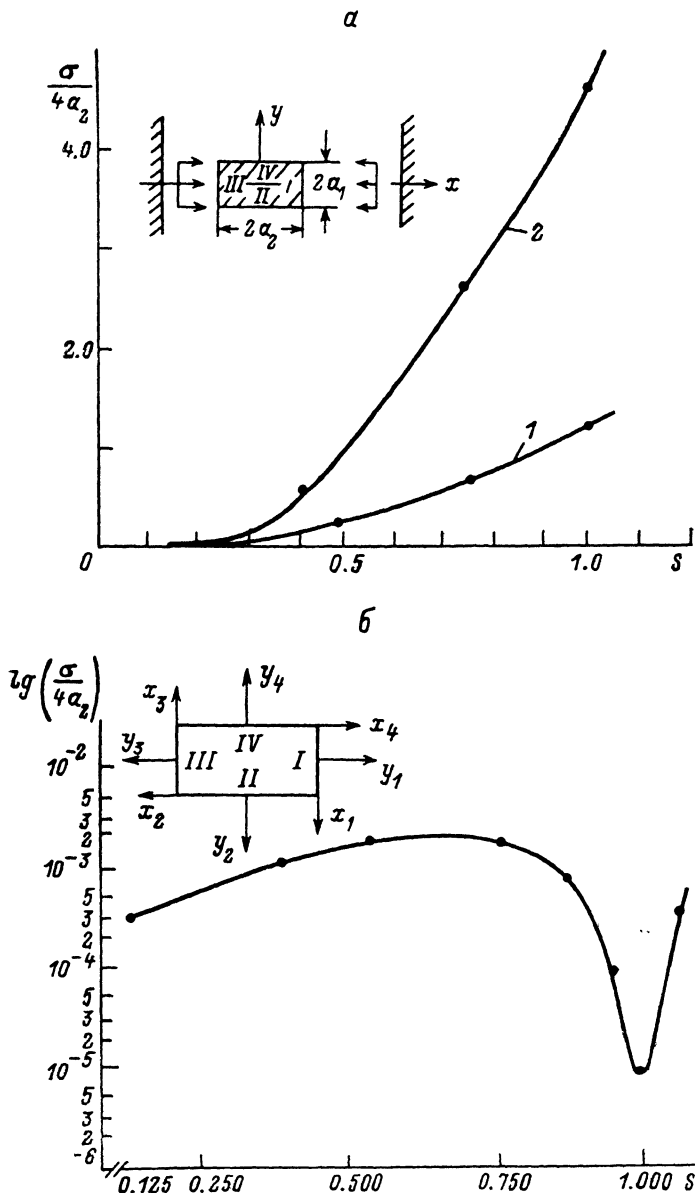


Рис. 1.

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

в 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.

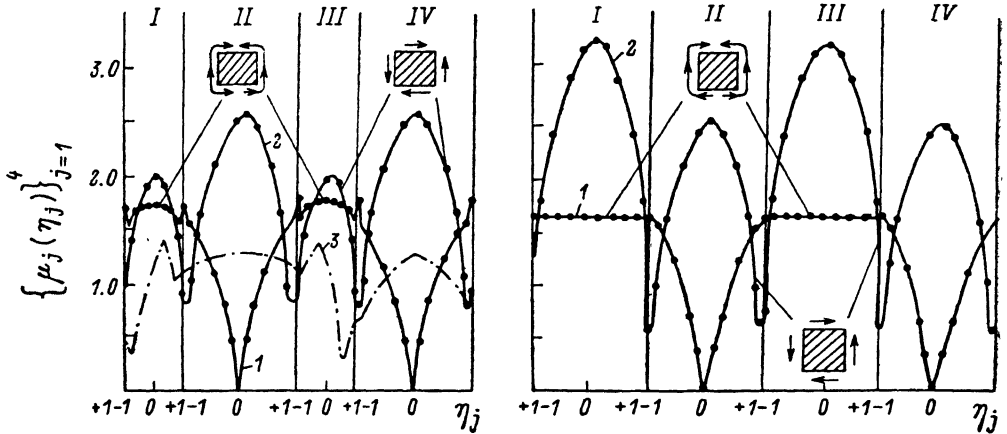


Рис. 2. Зависимость модуля плотности тока μ_j от точки наблюдения на гранях бруска $\eta_j = x_j/a_j \in [-1, 1]$, где $j=1, 2, 3, 4$ — номера граней. 1 — $\Delta\varphi=\pi/2$, 2 — $\Delta\varphi=0$, 3 — рассеяние одной волны; $S=0.5$ (а), 1.0 (б).]

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 μ 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 $2a_2 = \lambda/2$

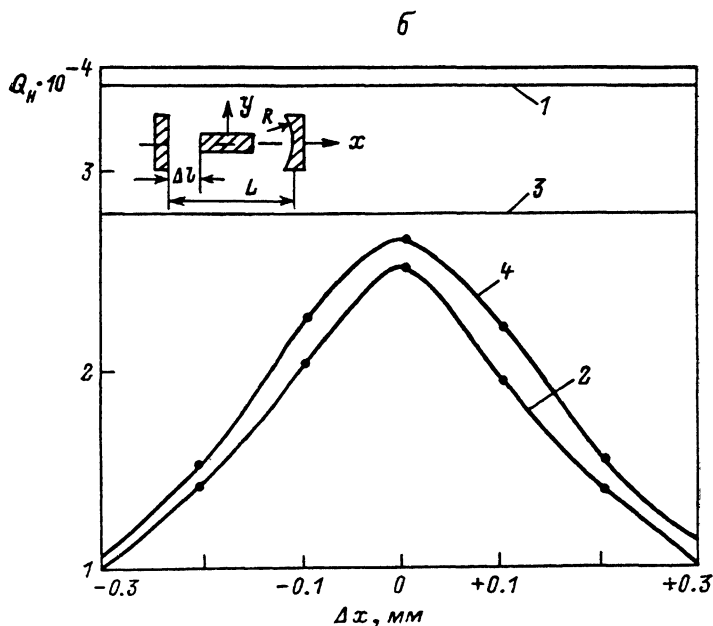
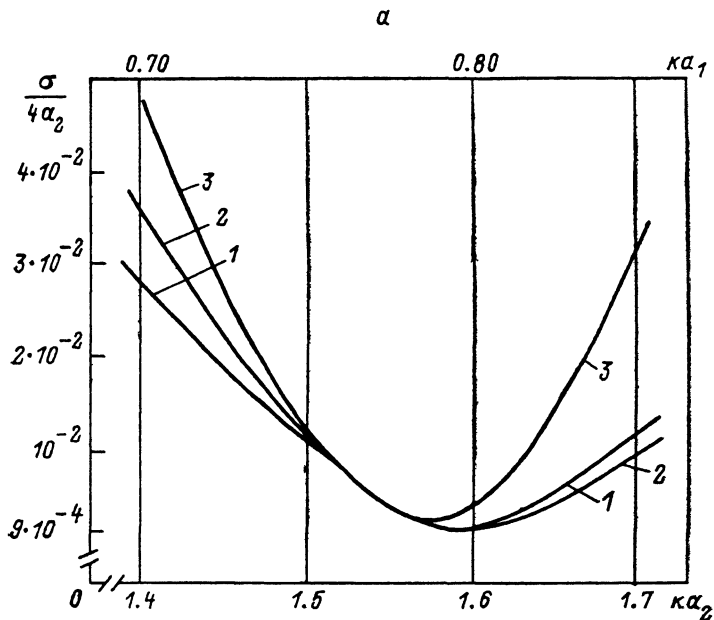


Рис. 3.

а — зависимость $q/4a_2$ 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; б — зависимость Q_n ОР от осевого смещения бруска Δx 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 Δx 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

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

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

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 [9]. 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 одиннадцати различных металлов и сплавов показано, что интенсивность излучения при фиксированной скорости нагружения монотонно растет как функция 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 фотомножителями ФЭУ-136, работавшими 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 фотосопротивления ФСГ-22-3А1.