

до момента, когда плазма становится непрозрачной. Специальными измерениями было установлено, что при изменении давления азота от 0.1 до 1.3 МПа через фокус проходит до 20 % от полной энергии излучения, что является достаточным для образования плазменного факела на поверхности облучаемого электрода. Располагая фокус линзы на некотором расстоянии от электрода, можно сформировать в промежутке две зоны ионизации, увеличивая тем самым общую длину плазменного образования. Зависимости $t_3(p)$ для такого способа иницирования пробоя при фокусировке луча на расстоянии 2 мм от поверхности облучаемого электрода приведены на рис. 2 (кривые 1, 2). Монотонный характер этих зависимостей связан с тем, что образование более протяженной зоны ионизации в промежутке приводит к уменьшению длины непониженной части зазора и, следовательно, к более резкому росту перенапряжения на нем. При этом накопление объемных зарядов и изменение распределения поля не успевает произойти до того, как напряжение достигнет величины, необходимой для распространения стримера через непониженную часть промежутка.

В случае отрицательной полярности воздействующего напряжения на кривых $t_3(p)$ не наблюдается аномальных отклонений как при фокусировке излучения на поверхность электрода, так и около нее. Однако следует отметить, что в случае создания двух зон ионизации в промежутке времена t_3 имеют существенно меньшие значения. Так, при $p=0.5$ МПа и фокусировке излучения на поверхность электрода $t_3=65$ нс, а при фокусировке на расстоянии 2 мм от поверхности $t_3=20$ нс.

Таким образом, показано, что при иницировании пробоя газового промежутка излучением рубинового лазера формирование разряда происходит в резконеоднородном поле и подобно его развитию в системе электродов острие—плоскость. При этом увеличение размеров области предварительной ионизации приводит к исчезновению аномальных отклонений в зависимости $t_3(p)$, что может быть использовано при разработке газонаполненных коммутаторов с лазерным поджигом для получения наносекундных пусковых характеристик в широком диапазоне давлений.

Список литературы

- [1] Лавринович В. А., Подковыров В. Г., Поталицын Ю. Ф. // Изв. вузов. Физика. 1981. № 5. С. 98—100.
- [2] Рэди Дж. Действие мощного лазерного излучения. М.: Мир, 1974. 470 с.
- [3] Ашмарин И. И., Быковский Ю. А., Дягтеренко Н. Н. и др. // ЖТФ. 1971. Т. 41. Вып. 11. С. 2369—2377.

Научно-исследовательский институт высоких напряжений
при Томском политехническом институте им. С. М. Кирова

Поступило в Редакцию
13 июня 1988 г.

01; 09

Журнал технической физики, т. 59, в. 8, 1989

ПАРАМЕТРИЧЕСКАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ 1-го И 2-го РОДОВ В ОДНОМЕРНЫХ ЛИНЕЙНЫХ СИСТЕМАХ

А. И. Весницкий, А. Ф. Лязов

Исследование распространения электромагнитных волн в среде с изменяющимися во времени параметрами показало, что наряду с широко известным явлением нарастания амплитуд волн возможно и другое явление — трансформация формы волн в импульсы [1, 2]. Экспериментально этот эффект впервые наблюдался в 1969 г. при изучении распространения электромагнитных волн в распределенном полупроводниковом диоде со стоячей волной параметров [3]. Это же явление было обнаружено и при распространении упругих волн в механических системах, параметры которых изменяются неоднородно во времени и пространстве [4, 5].

Как показали экспериментальные исследования, оба рода неустойчивости могут проявиться в одной и той же системе в зависимости от того, как изменяются параметры. Естественно, возникает вопрос, какие особенности изменения параметров определяют возможность возникновения той или иной неустойчивости и возможно ли одновременное проявление этих неустойчивостей.

В настоящей работе предпринята попытка ответить на эти вопросы для системы с бегущей волной параметров.

Рассмотрим распространение плоских электромагнитных волн в среде, диэлектрическая и магнитная проницаемости которой ϵ и μ изменяются по закону бегущей волны ($\eta = t - x/a$, a — скорость волны параметров). Используя односкалярное описание, положив напряженность электрического E и магнитного B полей соответственно равными $E = -c^{-1}U_t$, $B = U_x$, получим

$$\frac{\partial}{\partial t} (\epsilon c^{-2} U_t) - \frac{\partial}{\partial x} (\mu^{-1} U_x) = 0. \quad (1)$$

Начальное распределение полей будем полагать таким, чтобы полная энергия электромагнитных волн была конечна. Если рост энергии определяется увеличением амплитуд волн потенциала U , то будем говорить, что имеет место параметрическая неустойчивость 1-го рода а если увеличение энергии является следствием трансформации формы волн потенциала в импульсы, тогда это неустойчивость 2-го рода.

Поскольку точки профиля волн распространяются вдоль характеристик уравнения (1), то трансформации формы волн в импульсы, т. е. неустойчивости 2-го рода, соответствует сгущение характеристик, а неустойчивости 1-го рода — нарастание решения вдоль них. В связи с этим произведем замену переменных [6]

$$\xi = x - \int_0^\eta \frac{c^2(\eta)}{a(1 - c^2(\eta)/a^2)} d\eta, \quad \tau = \int_0^\eta \frac{\epsilon(\eta) d\eta}{\epsilon(\eta)(1 - c^2(\eta)/a^2)} \quad (2)$$

($c(\eta)$ — скорость распространения волн), которая, оставляя уравнение (1) волновым

$$U_{\tau\tau} - \frac{\epsilon(\tau)}{\epsilon_0^2 \mu(\tau)} U_{\xi\xi} = 0, \quad (3)$$

преобразует характеристики таким образом, что они становятся конгруэнтными. Заметим, что если в исходной задаче характеристики сгущались, то преобразование (2) имеет особенности. Действительно, если некоторые точки профиля электромагнитной волны имеют скорость, равную скорости волны параметров ($c(\eta_i) = a$), то одно из семейств характеристик уравнения (1)

$$\xi_1 = x + \int_0^\eta \frac{d\eta}{\frac{1}{a} - \frac{1}{c(\eta)}}$$

будет сгущаться [7], а преобразование (2) имеет особенность.¹ Итак, отыскание условий проявлений неустойчивости 2-го рода сводится к исследованию особенностей преобразования (2), а исследование неустойчивости 1-го рода — к исследованию неустойчивости решения преобразованного уравнения (3).

Параметрическая неустойчивость 1-го рода

В качестве примера рассмотрим случай, когда $\epsilon(\eta)$ изменяется по закону бегущей гармонической волны

$$\epsilon(\eta) = \epsilon_0 (1 + m \cos \Omega \eta), \quad m < 1, \quad (4)$$

а $\mu(\eta)$ остается неизменной $\mu(\eta) = \mu_0 = \text{const}$.

Покажем, что если скорость распространения электромагнитной волны в любой момент времени всюду больше или меньше скорости волны параметров

$$|1 - \beta^2| > \beta^2 m, \quad (5)$$

$\beta = c_0/a$, $c_0 = \sqrt{c^2/\epsilon_0 \mu_0}$ (c — скорость света в вакууме), то может иметь место параметрическая неустойчивость только 1-го рода. В этом случае преобразование (2)

$$\tau = \frac{1}{\alpha_1} \text{arctg } \gamma_1 \text{tg } \frac{\Omega \eta}{2}, \quad \xi = a(t - \tau),$$

$$\gamma_1 = \sqrt{\frac{1 - \beta^2 + \beta^2 m}{1 - \beta^2 - \beta^2 m}}, \quad \alpha_1 = \Omega \sqrt{(1 - \beta^2)^2 - \beta^4 m^2} \quad (6)$$

особенностей не имеет.

¹ Поскольку μ и ϵ всегда положительны, то других особенностей преобразование (2) не имеет.

Полагая $U = X(\xi) \Phi(\eta)$, из (3) с учетом (4) и (6) получим

$$x'' + \lambda^2 x = 0, \quad (7)$$

$$\Phi'' + \omega^2 \left(1 + m \frac{\gamma_1 - 1 + (\gamma_1 + 1) \cos x_1 \tau}{\gamma_1 + 1 + (\gamma_1 - 1) \cos a_1 \tau} \right) \Phi = 0,$$

где $\omega = \lambda c_0$, λ — постоянная разделения, определяемая из начальных условий.

Коэффициенты уравнения (7) особенностей не имеют, его решение, записанное в форме Флоке

$$\Phi = e^{\tau^2} F_1(\tau) + e^{-\tau^2} F_2(\tau), \quad (8)$$

где F_1, F_2 — ограниченные периодические функции, может неограниченно нарастать, если $\text{Re } \mu \neq 0$.

Вид зон неустойчивости решения (8) с учетом (5) в пространстве параметров $m, \beta, \Omega/\omega$ показан на рис. 1 (N_1, N_2). Зоны строились в предположении малости глубины модуляции m ($m \ll 1$).

а) Случай медленной волны параметров ($c_0 > a, \beta > 1, (\beta^2 - 1) > \beta^2 m$). При однократном взаимодействии волн с медленной волной параметров имеет место нормальный эффект Доплера, при котором число квантов волновой энергии сохраняется [8]. Если перейти в систему отсчета, движущуюся вместе с волной параметров, то исходная задача сводится к задаче о распространении волн в среде с пространственно-периодической неоднородностью. Следовательно, зоны неустойчивости решения (8) N_2 являются зонами непрозрачности (зонами «полного отражения»). Возвращаясь к исходной системе отсчета, получим, что амплитуда волны убывает по мере ее распространения вдоль x и при $a \rightarrow 0$ ($\beta \rightarrow \infty$) зоны вырождаются в брэгговские зоны полного отражения [10], т. е. физически реализуется только затухающее решение.

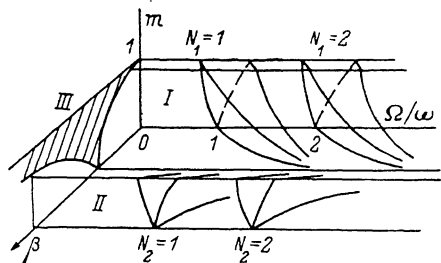


Рис. 1.

б) Случай быстрой волны параметров ($c_0 < a, \beta < 1, (1 - \beta^2) < \beta^2 m$). Если электромагнитная волна движется медленнее волны параметров, то при однократном их взаимодействии имеет место аномальный эффект Доплера и, как следствие, число квантов волновой энергии растет. Это нарастание будет неограниченным, когда выполняются резонансные условия, и оно будет сопровождаться нарастанием решения вдоль характеристик, т. е. имеет место параметрическая неустойчивость 1-го рода (см. зоны N_1). Если скорость волны параметров устремить в бесконечность $a \rightarrow \infty$ ($\beta \rightarrow 0$), то уравнение (1) перейдет в уравнение, параметры которого зависят только от времени, а зоны неустойчивости N_1 — в известные зоны Матье [9].

Параметрическая неустойчивость 2-го рода

Покажем, что если скорость распространения электромагнитных волн сравнима со скоростью волны параметров

$$|1 - \beta^2| < \beta^2 m, \quad (9)$$

то имеет место неустойчивость 2-го рода. Замена переменных (2), записанная с учетом (4) и (9),

$$\tau = \frac{1}{a_2} \ln \left| \frac{\gamma_2 \operatorname{tg} \Omega \eta / 2 + 1}{\gamma_2 \operatorname{tg} \Omega \eta / 2 - 1} \right|, \quad \xi = a(t - \tau),$$

$$a_2 = \Omega \sqrt{\beta^4 m^2 - (1 - \beta^2)^2}, \quad \gamma_2 = \sqrt{\frac{\beta^2 m - (1 - \beta^2)}{\beta^2 m + (1 - \beta^2)}} \quad (10)$$

имеет особенность, которой соответствует сгущение характеристик [7]. Преобразование (10) отображает полосы плоскости x, η

$$-\frac{2}{\Omega} \operatorname{arctg} \frac{1}{\gamma_2} + \frac{2\pi n}{\Omega} < \eta < \frac{2}{\Omega} \operatorname{arctg} \frac{1}{\gamma_2} + \frac{2\pi n}{\Omega},$$

$$\frac{2}{\Omega} \operatorname{arctg} \frac{1}{\gamma_2} + \frac{2\pi n}{\Omega} < \eta < -\frac{2}{\Omega} \operatorname{arctg} \frac{1}{\gamma_2} + \frac{2\pi(n+1)}{\Omega}$$

на всю плоскость ξ, τ . Обратное преобразование в силу особенности неоднозначно.

Из (3), как и ранее, полагая $U = x(\xi) \Phi(\tau)$, получим

$$X'' + \lambda^2 X = 0, \\ \Phi_{\tau\tau} + \omega^2 \left(1 + m \frac{\gamma_2^2 - \text{cth}^2 \alpha_2 \tau / 2}{\gamma_2^2 + \text{cth}^2 \alpha_2 \tau / 2} \right) \Phi = 0, \quad (11)$$

где $\omega = \lambda c_0$, λ — постоянная разделения.

Коэффициент уравнения (11) при $\tau > 0$ ($\tau < 0$) является монотонной ограниченной функцией, поэтому решение (11) ограничено, а следовательно, амплитуда волны потенциала тоже ограничена [10].

Представляя решение (11) в форме ВКГ, имеем

$$U = \delta^{-1/4} \left(C_1 \exp i \left(\lambda \xi - \int_0^\tau \sqrt{\delta} d\tau \right) + C_2 \exp i \left(\lambda \xi + \int_0^\tau \sqrt{\delta} d\tau \right) \right), \\ \delta = \omega^2 \left(1 + m \frac{\gamma_2 - \text{cth}^2 \alpha_2 \tau / 2}{\gamma_2 + \text{cth}^2 \alpha_2 \tau / 2} \right).$$

При достаточно больших τ , что соответствует длительному наблюдению, в переменных x , t получим

$$U = (\omega^2 (1 + m \cos \Omega \eta))^{-1/4} (C_1 \exp i \lambda (at + \theta_1) + C_2 \exp i \lambda (at - \theta_2)), \\ \theta_{1,2} = \left(\frac{c_0}{a_2} \sqrt{1 + m \frac{\gamma_2^2 - 1}{\gamma_2^2 + 1}} \pm \frac{a \lambda}{a_2} \right) \ln \left| \frac{\gamma_2 \operatorname{tg} \frac{\Omega \eta}{2} + 1}{\gamma_2 \operatorname{tg} \frac{\Omega \eta}{2} - 1} \right|. \quad (12)$$

Выбирая начальное возмущение бегущим в ту же сторону, что и волна параметров, можно видеть, что форма возмущения трансформируется в последовательность импульсов, которые идут практически не испытывая отражения. Действительно, перейдем в систему отсчета, движущуюся со скоростью волны параметров. Точки профиля A_1 ($c(A_1) < c(A_0)$) и A_2 ($c(A_2) < c(A_0)$), как показано на рис. 2, будут приближаться к точке A_0 , в которой имеет место $c(A_0) = a$, т. е. профиль волны трансформируется в импульс. В процессе относительного движения волна распространяется в среде с монотонно меняющимися параметрами, следовательно, изменения ее амплитуды ограничены. Энергия электромагнитной волны неограниченно растет, поскольку амплитуды волн E и B , определяемые производными от потенциала,

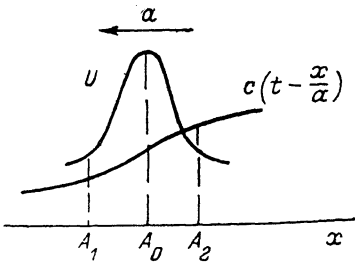


Рис. 2.

растут пропорционально частоте, т. е. имеет место параметрическая неустойчивость 2-го рода (рис. 1, область III).

Выражение (12) представляет решение задачи (1) в виде двух волн, распространяющихся вдоль характеристик ξ_1 и ξ_2 . «Мгновенная частота» этих волн будет определяться выражением

$$\omega_{\text{мгн } 1,2} = \left. \frac{\partial \theta_{1,2}}{\partial t} \right|_{x=\text{const}} \sim \frac{\omega_1 \frac{1}{a} \pm \frac{1}{c(t(\xi_{1,2}))}}{\frac{1}{a} \pm \frac{1}{c(\eta)}}.$$

Для достаточно больших времен распространения волн, т. е. для достаточно узких сформировавшихся импульсов, будет иметь место соотношение

$$\int_{\eta_1}^{\eta_2} \frac{W}{\omega_{\text{мгн}}^2} d\eta = N = \text{const},$$

где $\eta_1 = t - (x_1/a)$, $\eta_2 = t - (x_2/a)$ — некоторый интервал, движущийся со скоростью волны параметров; W — плотность энергии; N — число квантов волновой энергии.

Применительно к системе с бегущей волной параметров показано, что при скорости волны параметров меньше скорости распространения электромагнитных волн система будет устойчива. Если распространяющиеся волны и волна параметров находятся в «синхронизме», то имеет место параметрическая неустойчивость 2-го рода, а при скорости волны параметров больше скорости электромагнитных волн в системе будет проявляться параметрическая неустойчивость 1-го рода.

Поскольку параметрической неустойчивости 2-го рода соответствует сближение характеристик, то для анализа явления параметрической неустойчивости целесообразно использовать следующий подход: на первом этапе исследовать возможность сближения характеристик (параметрическая неустойчивость 2-го рода), на втором — возможность нарастания решения вдоль них (параметрическая неустойчивость 1-го рода). Если существует преобразование, сводящее исходную задачу к задаче с конгруэнтными характеристиками, как в рассматриваемом примере, то исследование неустойчивости 2-го рода сводится к изучению особенностей этого преобразования, а неустойчивость 1-го рода может быть исследована в новых переменных.

Список литературы

- [1] Аверков С. И., Степанов Н. С. // Изв. вузов. Радиофизика. 1959. Т. 2. № 2. С. 203—212.
- [2] Красильников В. И., Панкратов А. М. // Проблемы дифракции и распространения волн. Л., 1968. № 8. С. 59—83.
- [3] Весницкий А. И., Островский Л. А., Шабанов В. Н., Папко В. В. // Письма ЖЭТФ. 1969. Т. 9. Вып. 5. С. 274—277.
- [4] Весницкий А. И., Крысов С. В., Потапов А. И. // Изв. АН СССР. МТТ. 1978. № 6. С. 128—136.
- [5] Весницкий А. И., Крысов С. В., Потапов А. И. // Изв. АН СССР. МТТ. 1983. № 3. С. 166—174.
- [6] Аверков С. И., Болдин В. П. // Изв. вузов. Радиофизика. 1980. Т. 23. № 9. С. 1060—1066.
- [7] Весницкий А. И., Ляхов А. Ф. // ПМТФ. 1982. № 3. С. 163—169.
- [8] Островский Л. А., Степанов Н. С. // Изв. вузов. Радиофизика. 1971. Т. 14. № 4. С. 489—529.
- [9] Рабинович М. И., Трубецков Д. И. Введение в теорию колебаний и волн. М.: Наука, 1984. 432 с.
- [10] Моисеев Н. Н. Асимптотические методы нелинейной механики. М.: Наука, 1981. 400 с.

Институт машиноведения
им. А. А. Благонравова АН СССР
Горьковский филиал

Поступило в Редакцию
11 июля 1988 г.

ВЛИЯНИЕ УЛЬТРАЗВУКА НА ТОЧЕЧНЫЕ ДЕФЕКТЫ В СТРУКТУРАХ Si—SiO₂

А. П. Здебский, Д. И. Кропман, М. К. Шейнкман

В работах [1-7] была показана возможность в известной степени управлять дефектной структурой полупроводниковых материалов и приборов, содержащих $p-n$ -переход или гетерограницу, с помощью ультразвукового воздействия относительно небольшой «допороговой» интенсивности. Изменение характеристик таких объектов в результате ультразвуковой обработки (УЗО) было обусловлено не генерацией новых, а уменьшением концентрации и преобразованием имеющихся термодинамически неравновесных структурных дефектов. Такие исследования проводились, в частности, на CdS моно- [1-3] и поликристаллах [4], различных структурах на основе GaAs [5, 6]. Описывались эффекты влияния УЗО на состояние крупномасштабных ловушек в Si(Li) детекторах [7]. Если учесть фундаментальную роль кремния в микроэлектронике, то исследование влияния УЗО на дефектную структуру практически важных систем Si—SiO₂ представляет значительный интерес.