

В заключение отметим, что гравитационные модели, в которых пространственно-временное слоение является расслоением, не ограничиваются только однородными космологическими моделями, и многие сингулярности в теории гравитации, по-видимому, могут быть описаны как критические точки функции поверхностей уровня на многообразии  $X^4$ .

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Sardanashvily G. Phys. Lett. 1980, 75A, N 4, p. 257. [2] Хокинг С., Эллис Дж. Крупномасштабная структура пространства-времени. М.: Мир, 1978. [3] Сарданашвили Г. А., Янчевский В. П. В кн.: Тезисы докл. Всес. конф. «Современные теоретические и экспериментальные проблемы теории относительности и гравитации.» М.: Изд-во МГУ, 1981, с. 21. [4] Фукс Д. Б. Современные проблемы математики, 1978, 10, с. 179. [5] Тамура И. Топология слоев. М.: Мир, 1979. [6] Арнольд В. И. Успехи матем. наук, 1974, 29, № 2, с. 11. [7] Хирш М. Дифференциальная топология. М.: Мир, 1979.

Поступила в редакцию  
27.06.81

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1982, Т. 23, № 4

УДК 538.3

#### О ГЕНЕРАЦИИ ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЛН В ТВЕРДОТЕЛЬНОЙ ПЛАЗМЕ

Л. С. Богданкевич, В. К. Гришин, М. Ф. Каневский

(НИИЯФ)

Изучение вопросов генерации СВЧ-излучения в миллиметровой области при взаимодействии релятивистского электронного пучка (РЭП) с плазмой твердого тела представляет значительный интерес. В работах [1, 2] рассматривался вопрос о генерации поверхностных волн при взаимодействии с твердым телом электронных пучков, движущихся в вакууме над поверхностью твердого тела. Такая схема представляется одной из перспективных с практической точки зрения, поскольку здесь основной поток электромагнитной энергии распространяется вне твердого тела в пучковой зоне. Вместе с тем очевидны и трудности реализации подобной схемы. Область локализации поля в пучковой зоне — порядка длины волны, т. е. порядка нескольких миллиметров для рассматриваемого диапазона. Удержание достаточно интенсивного пучка в столь малой зоне связано с решением довольно сложных технических проблем.

Одним из способов, позволяющих значительно улучшить условия транспортировки пучка, является его зарядовая нейтрализация, которая достигается, например, при пропускании пучка через газовую плазму. Следует сказать, что в реальном эксперименте над твердым телом обычно находится остаточный газ, который, ионизируясь пучком, образует газовую плазму. Газовая плазма над поверхностью твердого тела может создаваться и независимо с помощью дополнительного слабого пучка, лазерного луча и т. п., что дает возможность контролировать параметры газовой плазмы.

Поэтому в настоящей работе обсуждается возможность генерации поверхностных волн при распространении РЭП через газовую плазму вблизи твердого тела. Как показывает анализ, эта схема, помимо лучшего соответствия условиям реального эксперимента и возможности нейтрализации заряда пучка, имеет также и другие преимущества: по-

вышается частота и снижается величина стартовых токов генерации.

Рассмотрим взаимодействие моноэнергетического РЭП, распространяющегося в области  $0 < x \leq \Delta$  вдоль оси  $z$  со скоростью  $v = \beta c$  с твердотельной плазмой ( $S$ -плазма), расположенной в области  $x < 0$ . Газовая плазма ( $P$ -плазма) находится в области  $x > 0$ . Вдоль осей  $y$  и  $z$  система не ограничена. Вся система считается помещенной в достаточно сильное продольное магнитное поле  $B_0$ , так что  $\omega_H = eB_0/mc \gg \gg \omega_b \gamma$ , где  $\omega_b$ ,  $\gamma$  — ленгмюровская частота и релятивистский фактор пучка.

Диэлектрическую проницаемость  $P$ - и  $S$ -плазмы будем задавать в виде диагонального тензора:  $\epsilon_{xx} = \epsilon_{yy} \equiv \epsilon_{\perp}$ ,  $\epsilon_{zz} \equiv \epsilon_{\parallel}$ , что позволит в дальнейшем рассмотреть следующие предельные случаи:

1) замагниченные

$P$ - и  $S$ -плазмы ( $\omega_P < \omega_H$ ,  $\omega_S < \omega_H^* \sqrt{\epsilon_0}$ ),  $\epsilon_{S\perp} = \epsilon_0$ ,  $\epsilon_{P\perp} = 1$ ,

$$\epsilon_{\parallel} = \epsilon_0 - \omega_{P,S}^2/\omega^2;$$

2) немагниченные плазмы ( $\omega_P > \omega_H$ ,  $\omega_S > \omega_H^* \sqrt{\epsilon_0}$ ),

$$\epsilon_{\perp} = \epsilon_{\parallel} = \epsilon_0 - \omega_{P,S}^2/\omega^2;$$

3) поскольку для некоторых легированных полупроводников, например

In Sb,  $\omega_H/\omega_H^* \ll 1$ , то возможен также промежуточный случай ( $\omega_P > \omega_H$ ,  $\omega_S < \omega_H^* \sqrt{\epsilon_0}$ ),  $\epsilon_{S\perp} = \epsilon_0$ ,  $\epsilon_{P\perp} = \epsilon_{P\parallel} = 1 - \omega_P^2/\omega^2$ ,  $\epsilon_{S\parallel} = \epsilon_0 - \omega_S^2/\omega^2$  ( $\omega_H$ ,  $\omega_H^*$  — ларморовские частоты электронов плазмы и легких носителей  $S$ -плазмы).

Столкновениями частиц в плазменных средах пренебрегаем.

В экспериментах, проводимых ранее, в основном реализовались случаи 1 и 3 (см., например, [1]), где использовались образцы In Sb с параметрами  $\epsilon_0 \approx 16$ ,  $\omega_S \approx 4 \cdot 10^{12} \text{ c}^{-1}$ , т. е. длиной волны генерации  $\lambda \leq 2 \text{ мм}$ , частотой столкновений  $\nu \approx 10^{11} \text{ c}^{-1} \ll \omega_S/\sqrt{\epsilon_0}$  и геометрическими размерами  $6 \times 2 \times 3,5 \text{ мм}$ , и магнитные поля с индукцией 10—50 кГс; такие поля позволяли фокусировать пучки с геометрическим размером  $0,4 \times 3,5 \text{ мм}$ . Однако газовая плазма позволяет снизить величину внешнего поля примерно на порядок.

Легко показать, что в интересующем нас пределе высоких частот  $\omega^2 \gg \omega_b^2/\gamma^3$  с точностью до линейных по плотности пучка слагаемых дисперсионное соотношение имеет вид

$$D_0(\omega, k) = \omega_b^2/\gamma^3 (\omega - kv)^2, \quad (1)$$

где

$$D_0(\omega, k) = 4 \left( \frac{\epsilon_{S\parallel}}{\kappa_S} + \frac{\epsilon_{P\parallel}}{\kappa_P} \right) \left[ \left( \frac{3}{\kappa_P} + \frac{\epsilon_{S\parallel}}{\epsilon_{P\parallel} \kappa_S} \right) - e^{-2\kappa_P \Delta} \left( \frac{1}{\kappa_P} - \frac{\epsilon_{S\parallel}}{\epsilon_{P\parallel} \kappa_S} \right) \right]^{-1},$$

$$\kappa^2 = \epsilon_{\parallel} (k^2 - \epsilon_{\perp} \omega^2/c^2)/\epsilon_{\perp}.$$

При  $\omega_b \ll \omega_S/\sqrt{\epsilon_0}$  из уравнения (1) следует, что пучок генерирует поверхностную волну с максимальным инкрементом на частоте, близкой к  $\omega_0 = kv$ , где  $\omega_0$  определяется из уравнения  $D_0(\omega_0, k) = 0$ .

Рассмотрим более подробно влияние  $P$ -плазмы на характеристики генерируемой волны. Резонансная частота генерации определяется со-

отношением

$$\omega_1^2 = [\epsilon_0 \omega_S^2 + \omega_P^2 \gamma^2 (\epsilon_0 \beta^2 - 1)] (\epsilon_0 - 1)^{-1} (\epsilon_0 + \gamma^2)^{-1} \quad (1)$$

В случаях 2 и 3 аналитическое выражение для  $\omega_0$  можно получить только для относительно редкой  $P$ -плазмы:

$$\omega_2^2 = \omega_S^2 / (\epsilon_0 + \gamma^2) (1 - \mu), \quad \mu = \omega_P^2 \gamma^4 / \omega_S^2 < 1 \quad (2);$$

$$\omega_3^2 = \epsilon_0 \omega_S^2 / (\epsilon_0 - 1) (\epsilon_0 + \gamma^2) (1 - \eta),$$

$$\eta = \omega_P^2 \gamma^2 (\gamma^2 + 1) (\epsilon_0 \beta^2 - 1) / \epsilon_0 \omega_S^2 < 1 \quad (3).$$

Для редкой  $P$ -плазмы  $\omega_0$  заметно зависит от энергии пучка. Так, для полупроводникового кристалла In Sb при  $2 \ll \gamma \ll 5$   $\omega_0$  лежит в пределах:

$$0,62 \ll \omega_1 \sqrt{\epsilon_0} / \omega_S \ll 0,89 \quad (1); \quad 0,65 \ll \omega_2 \sqrt{\epsilon_0} / \omega_S \ll 0,96 \quad (2);$$

$$0,65 \ll \omega_3 \sqrt{\epsilon_0} / \omega_S \ll 0,97 \quad (3).$$

Здесь  $P$ -плазма слабо влияет на электродинамические свойства системы, но способствует, как отмечалось, нейтрализации объемного заряда пучка, улучшая условия его транспортировки.

Для относительно плотной  $P$ -плазмы ( $\omega_P = 0,5 \omega_S / \sqrt{\epsilon_0}$ ), как следует из численного анализа уравнения  $D_0(\omega, k) = 0$ , частота генерации практически не зависит от энергии пучка:

$$0,75 \ll \omega_1 \sqrt{\epsilon_0} / \omega_S \ll 0,93 \quad (1); \quad 0,93 \ll \omega_2 \sqrt{\epsilon_0} / \omega_S \ll 0,96 \quad (2);$$

$$0,95 \ll \omega_3 \sqrt{\epsilon_0} / \omega_S \ll 0,97 \quad (3) \quad \text{при } 2 \ll \gamma \ll 5.$$

Оценим теперь условия возбуждения генератора на поверхностной волне в реальном эксперименте, где пространство взаимодействия ограничено конечной длиной образца твердого тела ( $0 < z < L$ ).

Следуя общей схеме анализа, изложенной в [3], получим следующее значение для плотности стартового тока генерации:

$$i_{cr} = \frac{2}{3\sqrt{3}} \frac{mc^3}{\pi eL^2} \beta^3 \gamma^3 \left| \frac{1}{L} \frac{\partial D_0}{\partial k_z} \right| \times$$

$$\times \begin{cases} \left( \ln \frac{3}{|\kappa_0|} \right)^3, & |\kappa_0| \ll 1 \\ 3\sqrt{3} (1 - |\kappa_0|), & |\kappa_0| \simeq 1, \end{cases} \quad (2)$$

где  $\kappa_0$  — коэффициент отражения усиливаемой волны на границе  $z=L$ .

Верхнее значение в (2) соответствует низкодобротным системам с  $|\kappa_0| \ll 1$ , нижнее — высокодобротным с  $|\kappa_0| \simeq 1$ .

Как показывает анализ,  $P$ -плазма позволяет заметно уменьшить плотность стартового тока. Так, при  $\omega_P \simeq 0,5 \omega_S / \sqrt{\epsilon_0}$  и  $\gamma = 2 \div 5$  для указанных выше параметров образца In Sb величина стартового тока понижается в  $1,5 \div 2,5$  раза для сильного магнитного поля и в  $6 \div 50$  раз в случае немагнитных плазм. При  $L = 6$  мм стартовая плотность тока генерации составляет  $\sim (1 - |\kappa_0|)$  кА/см<sup>2</sup>. При этом частота генерации возрастает примерно в 1,5 раза по сравнению со случаем  $\omega_P = 0$ .

Таким образом, газовая плазма, возникающая в реальном эксперименте над поверхностью твердого тела или создаваемая независимо,

позволяет довольно сильно влиять на линейные характеристики генерируемой РЭП поверхностной волны.

Авторы выражают благодарность А. А. Рухадзе за полезные обсуждения результатов работы.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Канер Э. А., Яковенко В. М. УФН, 1975, 115, с. 41. [2] Иванов С. Т. и др. ФТТ, 1976, 18, с. 1614. [3] Богданкевич Л. С., Кузелев М. В., Рухадзе А. А. УФН, 1981, 133, с. 3.

Поступила в редакцию  
30.07.81

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1982, Т. 23, № 4

УДК 621.385.633

### ОСОБЕННОСТИ В РЕЖИМАХ РАБОТЫ ЭЛЕКТРОННОГО ДЕТЕКТОРА ДВУХМИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА С ОТКРЫТОЙ РЕЗОНАНСНОЙ СИСТЕМОЙ С ПЕРИОДИЧЕСКОЙ СТРУКТУРОЙ

Д. Г. Афонин, А. И. Костиенко

(кафедра радиофизики СВЧ)

К настоящему времени известно несколько типов электронных детекторов с виртуальным катодом [1—3], обладающих рядом преимуществ перед детекторами полупроводниковыми. Такие электронные детекторы имеют устойчивые характеристики, не боятся механических и

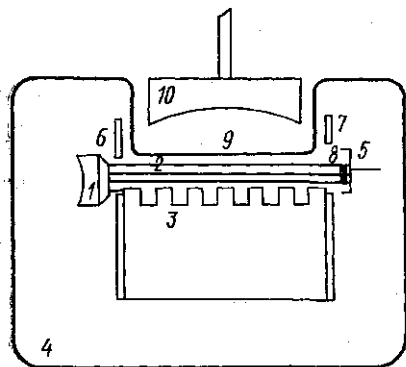


Рис. 1. Схематическое изображение электронного детектора

электрических перегрузок. Взаимодействие электронного пучка с электромагнитным полем в этих детекторах осуществлялось либо в объемном резонаторе отражательного клистрона [1], либо в замедляющих структурах ЛВВ [2] или ЛОВ [3]. С укорочением длины волны размеры закрытых объемных резонансных систем и волнопередающих трактов уменьшаются. Изготовление таких систем для миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов встречает серьезные трудности. Эти трудности устраняются, если использовать в качестве систем взаимодействия открытые резонансные системы, размеры которых могут значи-

тельно превосходить рабочую длину волны.

На рис. 1 показано схематическое изображение электронного детектора с открытой резонансной системой, имеющей периодическую структуру, и виртуальным катодом — нелинейным элементом, который осуществляет детектирование. Макет такого детектора был рассчитан и изготовлен для работы в двухмиллиметровом диапазоне длин волн. Электронная пушка (1) формирует ленточный электронный пучок (2) сечением  $0,3 \times 7 \text{ мм}^2$ , который проходит вблизи плоского зеркала (3), полностью покрытого периодической структурой и находящегося в стеклянном вакуумированном баллоне (4), попадая далее на коллектор (5). На ускоряющую (6) и приколлекторную (7) диафрагмы, имеющие отверстия в виде прямоугольников с размерами соответственно  $0,5 \times 8 \text{ мм}^2$