

ПОВЕРХНОСТНЫЕ ВОЛНЫ В ЗАМАГНИЧЕННОЙ ПЛАЗМЕ С ТОКОМ

Р. Р. Киквидзе

В замагниченной слабоионизованной неоднородной плазме с током при наличии продольного электрического внешнего магнитного поля ($E_0 \parallel B_0$), как показано в работе /1/, может развиваться токово-конвективная неустойчивость. Инкремент развития такой неустойчивости, что очень важно, зависит от неоднородности плотности носителей (также как и от магнитного и электрического полей). Именно это обстоятельство может приводить к подобной неустойчивости в однородной, но ограниченной среде, так как сама ограниченность плазмы в пространстве уже является проявлением ее неоднородности.

В результате в ограниченной среде могут возбуждаться выпавшие из поля зрения работы /1/ поверхностные колебания, а также длинноволновые моды, длина волны которых больше или сравнима с размерами образца ($\lambda \geq a$). Повидимому, последние легче должны возбуждаться под действием электрического дрейфа носителей. Это следует хотя бы из того факта, что чем короче длина волны возбуждаемых колебаний, тем большую роль играет диффузия носителей, которая (см. /2,3/) всегда стремится рассасывать электростатические возмущения и стабилизировать неустойчивость.

Для исследования колебаний ограниченной плазмы необходимо с самого начала рассматривать колебание неоднородной плазмы и лишь в конце перейти к однородному пределу внутри образца (иначе можно потерять це-

лый спектр возбуждаемых длинноволновых колебаний, связанных с токовой конвекцией).

Отметим одно существенное отличие замагниченной плазмы от среды в отсутствии внешнего магнитного поля. В замагниченной плазме носители удерживаются сильным магнитным полем ($\Omega^2 \gg \nu^2$), и поперечный дрейф носителей, обусловленный градиентом давления, оказывается малым, порядка $\nu^2/\Omega^2 \ll 1$. Это обстоятельство дает возможность не накладывать никаких ограничений на время развития неустойчивости в такой среде.

Уравнение для потенциала поля (см., /1/ откуда заимствованы обозначения) в ограниченной среде должно быть дополнено граничными условиями. Следуя работам /4,5/ их можно, и даже нужно, получить непосредственным интегрированием уравнения потенциала поля по узкому слою на границе раздела плазмы с вакуумом.

Для простоты рассмотрим плоскопараллельный образец ограниченной в пространстве однородной плазмы (поля \mathbf{E}_0 и \mathbf{B}_0 направлены по оси z , а плазма ограничена лишь по оси x) и плазменный цилиндр (ось z совпадает с осью цилиндра). В обоих случаях длинноволновые ($k_x a \ll 1$, где k_x - волновой вектор в направлении неоднородности плазмы, а a - поперечный размер образца) колебания при условии

$$1 > \eta_a = \begin{cases} \frac{k_y}{k_z} \frac{v_E}{\delta_0 \Omega} \cdot \frac{\sqrt{a} \sqrt{k_z^2 + k_y^2}}{a} & \text{- плоскопараллельный} \\ & \text{образец,} \\ \frac{m(m+1)}{k_z a} \cdot \frac{v_E}{\delta_0 \Omega} & \text{- плазменный цилиндр,} \end{cases} \quad (1)$$

(m - азимутальное волновое число), а также по-
верхностные коротковолновые ($k_x a \gg 1$) коле-

бания возбуждаются лишь при наличии отрицательной вольтамперной характеристики в токе носителей и с инкрементом, меньшим в $\Omega/\nu \gg 1$ раз, чем объемные колебания в тех же условиях (см. /6/).

Если же выполнено неравенство, обратное (1), возбуждение колебаний возможно и при положительной вольтамперной характеристике и обусловлено развитием неустойчивости, подобной токовой конвекции в неоднородной плазме, причем

$$\omega = k_z u - i \frac{\omega_L^2}{\epsilon_0 \nu_0} \frac{k_z \nu_E}{\delta_0 \Omega} \beta_6 \frac{k_E \sqrt{a}}{2\sqrt{k_y^2 + k_z^2}} \quad (2)$$

для плоскопараллельного образца и

$$\omega = k_z u - i \frac{\omega_L^2}{\epsilon_0 \nu_0} \frac{k_z a}{2} \beta_6 \frac{\nu_E}{\delta_0 \Omega a} \quad (3)$$

для плазменного цилиндра. Здесь $\beta_6 \sim 1$ постоянный множитель, зависящий от свойств плазмы (см. /1/).

Отметим, что величина η_a меньше соответствующей величины для неограниченной и неоднородной плазмы (см. /1/). Из-за этого эффект токовой конвекции в нашем случае несколько занижается.

Полученные результаты справедливы как для газовой, так и для твердотельной плазмы, хотя зависимость δ и ν от скорости носителей больше присуща последней. Что касается поверхностной рекомбинации в полупроводниках, то при специальной обработке поверхности ею можно пренебречь.

Аналогичное исследование поверхностных колебаний проводилось в работе /7/. Однако полученный в этой работе, также как и в работе /8/, инкремент развития токово-конвективной неустойчивости в $1/\delta \sim 10^3 + 10^4$ раз меньше соответствующей величины в нашем случае (см. /1/). Не менее важен и тот факт, что исследованные выше колебания могут развиваться и в плазме с одним типом носителей.

Считаю приятным долгом поблагодарить А. А. Рухадзе за полезные советы и ценные указания.

Поступила в редакцию
30 ноября 1970 г.

Л и т е р а т у р а

1. Р. Р. Киквидзе, А. А. Рухадзе, Е. П. Фетисов. ФТТ, 11, 731 (1969).
2. Р. Р. Киквидзе. ФТТ, 10, 276 (1968).
3. С. П. Баканов, А. А. Рухадзе. ФТТ, 10, 482 (1968).
4. А. Б. Михайловский, Э. А. Пишицкий. ЖТФ, 35, 1960 (1965).
5. С. П. Баканов, Л. С. Богданкевич, А. А. Рухадзе. ЖТФ, 36, 1639 (1966).
6. Р. Р. Киквидзе, А. А. Рухадзе, Е. П. Фетисов. ФТТ, 9, 1349 (1967).
7. С. Е. Hurwitz and A. Z. Mcwhorter. Phys. Rev., 134A, 1033 (1964).
8. M. Glicksman. Phys. Rev., 124, 1655 (1961).