

тии образующиеся α -частицы замедляются, т. е. достигается подавление основного фактора, определяющего предел зажигания. Несмотря на существенную роль потерь на излучение в этом варианте, ход температурной зависимости кривой 2 показывает образование вспышки с положительным выделением энергии.

На рис. 2 приведены результаты аналогичного численного моделирования для противоположного предельного случая — сжатия лайнером плазменного цилиндра с большим начальным радиусом $R_0 = 5.5$ см, $n_0 = 10^{18}$ см $^{-3}$. Погонная масса лайнера ≈ 32 г/см, максимальная скорость $\approx 5 \cdot 10^6$ см/с. В варианте, соответствующем образованию вспышки (кривая 2), начальное продольное магнитное поле внутри лайнера ≈ 3.5 кГс.

Кинетическая энергия лайнера в условиях рис. 1, 2 составляла от 100 до 400 кДж. Таким образом, результаты численного моделирования показывают, что индукционный нагрев ДТ плазмы в системе типа Θ -пинча с захватом α -частиц на стадии зажигания может быть перспективным методом инерционного управляемого термоядерного синтеза.

Список литературы

- [1] *Nuckolls T., Wood L., Thiessen A. et al. // Nature. 1972. Vol. 239. P. 139—142.*
- [2] *Widner M. M. // Bull. Am. Phys. Soc. 1977. Vol. 22. P. 1139—1139.*
- [3] *Tidman D. A. // Bull. Am. Phys. Soc. 1980. Vol. 25. P. 589—590.*
- [4] *Lindemuth I. R., Kirkpatrick R. C. // Atomkernenergie / Kerntechnik. 1984. Vol. 45. P. 9—13.*
- [5] *Lindemuth I. R., Kirkpatrick R. C. // Nucl. Fusion. 1983. Vol. 23. P. 263—284.*
- [6] *Lieberman M. A., Velikovich A. L. // J. Plasma Phys. 1984. Vol. 31. P. 381—393.*
- [7] *Великович А. Л., Гольберг С. М., Либерман М. А., Фелбер Ф. С. // ЖЭТФ. 1985. Т. 88. С. 445—460.*
- [8] *Rahman H. U., Felber F. S., Wessel F. J. et al. // Megagauss Technology and Pulsed Power Applications / Ed. by C. M. Fowler, R. S. Caird, D. J. Erickson. New York: Plenum Press, 1987. P. 191—197.*

Институт физических проблем
им. С. И. Вавилова АН СССР
Москва

Поступило в Редакцию
6 июля 1988 г.

05; 06; 09

Журнал технической физики, т. 59, в. 3, 1989

О РАСПРЕДЕЛЕНИИ ПОЛЯ В КРАЕВЫХ МАГНИТОПЛАЗМЕННЫХ КОЛЕБАНИЯХ В 2D-КАНАЛЕ ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ GaAs—AlGaAs

И. Е. Батов, С. А. Говорков, Б. К. Медведев, В. Г. Мокеров, В. И. Тальянский

В работах [1–3] показано, что ограниченный 2D-канал гетероструктуры GaAs—AlGaAs в сильном ($\sigma_{xy} \gg \sigma_{xx}; \sigma_{xx}, \sigma_{yy}$ — компоненты тензора электропроводности) магнитном поле является открытым СВЧ резонатором, в котором происходят колебания холловского тока. Эти колебания называют краевыми магнитоплазменными колебаниями (КМК); затухание КМК минимально в режиме квантового эффекта Холла (КЭХ) [2]. Рис. 1 показывает резонансное поглощение электромагнитной энергии ограниченным 2D-каналом гетероструктуры GaAs—AlGaAs, обусловленное возбуждением основной моды КМК. В [4] предложен приближенный метод определения собственных частот КМК, основанный на представлении о том, что КМК локализована у края 2D-канала («периметрическая волна»). В этом методе используется закон дисперсии $\omega(q)$ КМК, распространяющегося вдоль края 2D-канала в форме полуплоскости [4]:

$$\omega(q) = \frac{2\sigma_{xy}q}{\epsilon} \left[\ln \frac{2}{ql} + 1 \right], \quad (1)$$

где l — ширина полоски вдоль края 2D-канала, в которой сосредоточен заряд КМК.

Длина l играет важную роль в теории [4] и определяет спектр и распределение поля в КМК. Значения q для ограниченного $2D$ -канала (и собственные частоты) определяются процедурой «квантования»

$$q_n = \frac{2\pi n}{P}, \quad \omega_n = \omega(q_n), \quad (2)$$

где P — периметр $2D$ -канала, n — целое число.

Все измерения низкочастотных ($\omega\tau \ll 1$) КМК проводили до сих пор на образцах с тонкой (~ 0.4 мм) диэлектрической подложкой из GaAs (рис. 1, вставка), в то же время расчет [4] справедлив для $2D$ -канала, «погруженного» в бесконечную диэлектрическую среду. Ниже мы покажем, что форма диэлектрического окружения (подложки) существенно влияет на распределение поля в КМК и, следовательно, сравнение теоретических и имевшихся экспериментальных результатов некорректно. Целью данной работы является экспериментальное исследование распределения поля КМК в образцах с различной формой диэлектрической подложки, измерение частоты КМК в условиях, описываемых теорией [4], и определение длины l .

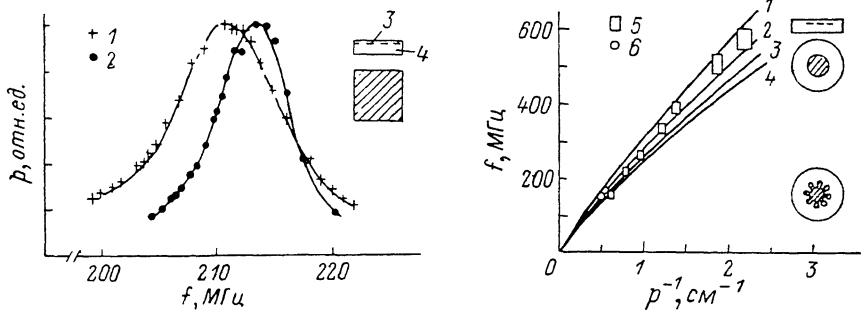


Рис. 1. Зависимость поглощенной в $2D$ -канале гетероструктуры GaAs—AlGaAs СВЧ мощности от частоты.

Магнитное поле 6.5 Тл соответствует режиму КЭХ ($\sigma_{xy} = e^2 i/h$, $i=2$). Температура измерений: 1 — 4.2, 2 — 1.7 К. На вставке показана форма образца: 3 — $2D$ канал (квадрат 3×3 мм), 4 — подложка из GaAs ($3 \times 3 \times 0.4$ мм).

Рис. 2. Зависимость частоты основной моды КМК от периметра $2D$ -канала, находящегося на подложке больших размеров.

Магнитное поле 3.2 Тл, температура 4.2 К. Сплошные кривые — расчет по формулам (1), (2) для различных l : 1 — 10, 2 — 20, 3 — 30, 4 — 40 мкм.

Распределение поля в КМК исследовали качественно с помощью «возмущающего» диэлектрика (тонкая пластинка GaAs), помещаемого на различные части $2D$ -канала. Возникающий сдвиг частоты КМК характеризовал среднюю интенсивность поля в месте расположения пластинки. Частоту КМК определяли резонаторным методом, описанным в [1, 2]. Исследовались гетероструктуры GaAs—AlGaAs с концентрацией и подвижностью носителей $\sim 3 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и $10^6 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ соответственно. Все приводимые ниже значения частоты КМК соответствуют магнитному полю (~ 3 Тл), при котором $2D$ -канал находился в режиме КЭХ ($\sigma_{xy} = e^2 i/h$, $i=4$) и затухание КМК минимально. Возмущающая пластинка (квадрат 2×2 мм, толщина 0.4 мм), помещенная в центр $2D$ -канала (квадрат 3×3 мм), находящегося на тонкой подложке, снижала частоту КМК с 430 до 390 МГц. Та же пластинка, помещенная в угол $2D$ -канала, снижала частоту с 430 до 370 МГц. Таким образом, при смещении пластинки из центра к краю $2D$ канала сдвиг частоты возрастал незначительно — от 40 до 60 МГц, что свидетельствует о распределенном характере КМК в $2D$ -канале с тонкой подложкой. По этой причине формулы (1), (2) неприменимы для описания таких образцов. Аналогичные опыты мы провели для $2D$ -канала, находящегося на подложке больших размеров (рис. 2, верхняя вставка). Предварительно мы убедились, что дальнейшее увеличение размеров подложки не влияет на частоту КМК, поэтому такая подложка моделирует полупространство, заполненное диэлектриком; ее учет сводится к замене в (1) ϵ на $(\epsilon+1)/2$. Возмущение центральной части $2D$ -канала (канал имел форму круга диаметром 4 мм, возмущающая пластинка — диск диаметром 3 мм) не приводило к заметному сдвигу частоты (≤ 5 МГц). Если пластинку располагали таким образом, чтобы она закрывала максимально возможную часть края $2D$ -канала, то сдвиг частоты КМК составил 40 МГц. Видно, что в этом случае КМК локализовано у края $2D$ -канала. Остается проверить, что степень локализации КМК достаточна для

того, чтобы процедура «квантования» квазимульсы (2) не привела к большой ошибке. Мы измерили зависимость частоты КМК от периметра круглого $2D$ -канала (рис. 2, 5). Затем были изготовлены образцы, в которых $2D$ -канал имел границу сложной формы, напоминающей шестеренку (рис. 2, нижняя вставка). Характерный размер «зуба» составлял ~ 0.5 мм, максимальный размер $2D$ -канала (диаметр описывающей окружности) был 4 мм, периметр ~ 20 мм. Результаты измерений на двух таких образцах показаны на рис. 2, 6. Видно, что частота КМК действительно определяется величиной периметра, а не формой $2D$ -канала. Сравнение экспериментальных данных с теоретическими зависимостями, рассчитанными по формулам (1) и (2) (с заменой ϵ на $(\epsilon+1)/2$), дает значение l в интервале 10—20 мкм (рис. 2). Вычисления [4] и экспериментальное значение l полностью определяют распределение поля в КМК для $2D$ -канала, находящегося на поверхности диэлектрика больших размеров.

В заключение отметим, что обнаруженный нами факт влияния формы подложки на характер распределения поля КМК в $2D$ -канале, по-видимому, можно объяснить следующим образом. Тонкая подложка существенно уменьшает поле вблизи края $2D$ -канала и незначительно в центральной части, делая тем самым КМК распределенным по $2D$ -каналу. Подложка в форме полупространства вообще не искажает распределение поля в $2D$ -канале (а уменьшает его в $(\epsilon+1)/2$ раз), и КМК оказывается локализованным у края.

Авторы благодарны Д. Е. Хмельницкому и В. Б. Шикину за полезные обсуждения.

Список литературы

- [1] *Говорков С. А., Резников М. И., Сеничкин А. П., Тальянский В. И.* // Письма в ЖЭТФ. 1986. Т. 44. Вып. 7. С. 380—382.
- [2] *Говорков С. А., Резников М. И., Медведев Б. К.* и др. // Письма в ЖЭТФ. 1987. Т. 45. Вып. 5. С. 252—254.
- [3] *Галченков Л. А., Гродненский И. М., Камаев А. Ю.* // ФТП. 1987. Т. 21. Вып. 12. С. 2197—2200.
- [4] *Волков В. А., Михайлов С. А.* // Письма в ЖЭТФ. 1985. Т. 42. Вып. 11. С. 450—453.

Институт физики твердого тела
АН СССР
Черноголовка

Поступило в Редакцию
27 июля 1988 г.

ИОНИЗАЦИОННО-ПЕРЕГРЕВНАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ В РЕКОМБИНИРУЮЩЕЙ ПЛАЗМЕ

А. Х. Мнацаканян, Г. В. Найдис

Одним из перспективных способов создания сильно неравновесной плазмы (для накачки газовых лазеров, для плазмохимических приложений и т. д.) является использование разряда, в котором процессы ионизации и накачки разнесены во времени. Короткий ионизирующий импульс (самостоятельный разряд либо внешний источник ионизации) создает плазму, а затем в слабом электрическом поле на стадии рекомбинации заряженных частиц производится энергоклад. Устойчивость разряда постоянного тока в азоте на распадной фазе исследовалась численно в [1, 2], где, кроме прямой ионизации молекул электронным ударом, в расчетную модель включались ступенчатая ионизация (через возбужденное состояние $A^3\Sigma$), а также (при низких значениях приведенной напряженности поля E/N) ассоциативная ионизация при столкновении колебательно-возбужденных молекул. Известно, однако, что в несамостоятельных импульсных разрядах постоянного тока неустойчивость обычно зарождается в приэлектродных слоях с последующим прорастанием канала через разрядный промежуток [3]. В последнее время появились работы, в которых экспериментально исследовалась устойчивость несамостоятельного СВЧ разряда в азоте и воздухе как во время действия внешнего ионизатора [4], так и на распадной фазе [5]. В этом случае неустойчивость должна зарождаться в объеме газа, поэтому применение для ее описания локально-однородных моделей более оправдано.

В данной работе рассматривается развитие ионизационно-перегревной неустойчивости в рекомбинирующей плазме для условий [5] (характерные времена развития неустойчивости