

тока накачки над порогом генерации для $l_b/l_a=0$ (1), $3 \cdot 10^{-3}$ (2) и $6 \cdot 10^{-3}$ (3). Видно, что происходит весьма существенное увеличение уровня шума в максимуме (при $l_b/l_a=6 \cdot 10^{-3}$ он возрастает в 30 раз); при этом увеличение уровня шума на низких частотах составляет 10 % при $l_b/l_a=6 \cdot 10^{-3}$ и 1 % при $l_b/l_a=3 \cdot 10^{-3}$. Ширина пика изменяется не более чем на 20 %, а положение релаксационного максимума меняется на 20 МГц. Рассчитанные из стационарного варианта уравнений (1)–(3) значения порогового тока увеличились на 2 % при $l_w/l_p=6 \cdot 10^{-3}$ и на 1 % при $l_w/l_p=3 \cdot 10^{-3}$, а значение дифференциальной эффективности не изменилось вообще.

Таким образом, показано, что изменение шумовых характеристик одночастотных инжекционных GaAlAs лазеров в процессе работы начинается с увеличения уровня шума в релаксационном максимуме без изменения уровня шума на других частотах и ширины линии генерации. При этом практически не наблюдается деградации в мощностных характеристиках и спектре излучения остается одночастотным. Из проведенных оценок следует, что для существенного проявления этого эффекта достаточно, чтобы отношение объемов активной и деградировавшей областей составило $3 \cdot 10^{-3}$. По поведению релаксационного максимума в спектре амплитудных флуктуаций можно прогнозировать деградацию модуляционных характеристик инжекционных лазеров.

В заключение авторы выражают благодарность П. Г. Елисееву за ценные критические замечания и внимание к работе.

Литература

- [1] Борошнев А. В., Горшкова О. А., Кобякова М. Ш. и др. Письма в ЖТФ, 1985, т. 11, № 3, с. 132–135.
- [2] Vahala K., Yariv A. IEEE J. Quant. Electron., 1983, v. QE-19, N 6, p. 1096–1113.
- [3] Henry C. H. IEEE J. Quant. Electron., 1983, v. QE-19, N 9, p. 1391–1397.
- [4] Елисеев П. Г., Завестовская И. Н., Полуэктов И. А., Попов Ю. М. В сб.: Инжекционные лазеры. Тр. ФИАН. М.: Наука, 1983, т. 141, с. 154.
- [5] Conda S. I., Mukai S. IEEE J. Quant. Electron., 1975, v. QE-11, N 7 (2), p. 545–550.
- [6] Paoli T. L. IEEE J. Quant. Electron., 1977, v. QE-13, p. 351–359.
- [7] Hartman R. L., Logan R. A., Merrit F. R. J. Appl. Phys., 1981, v. 52, N 3, p. 1560–1573.
- [8] Dixon R. W., Joice W. B. IEEE J. Quant. Electron., 1979, v. QE-15, N 6, p. 470–474.

Физический институт
им. П. Н. Лебедева АН СССР
Москва

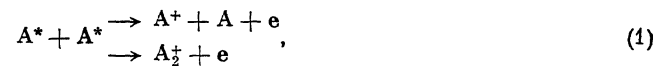
Поступило в Редакцию
10 апреля 1987 г.

АКУСТИЧЕСКАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ РЕКОМБИНИРУЮЩЕЙ ПЛАЗМЫ ИНЕРТНЫХ ГАЗОВ

В. И. Демидов, С. К. Рытенков, В. Н. Скребов

В литературе широко обсуждался вопрос об акустической неустойчивости низкотемпературной плазмы во внешних полях, вызываемой переменным выделением джоулева тепла и эффектом Холла [1, 2]. Подробно изучено также возникновение звуковых волн в плазме при наличии колебательно-неравновесных молекул (молекулярных ионов) в результате колебаний скорости $V-T$ процессов [3, 4]. В настоящей работе рассмотрено влияние на акустическую неустойчивость быстрых электронов с энергиями, много большими средних энергий электронов, возникающих в рекомбинирующей плазме инертных газов.

Эти электроны образуются в процессах с участием возбужденных (в основном метастабильных) атомов A^* типа



Скорость возникновения быстрых электронов пропорциональна квадрату плотности плазмы, а скорость передачи их энергии атомам — плотности плазмы, поэтому модуляция плотности плазмы звуковой волной должна в принципе вести к акустической неустойчивости.

Для временного инкремента нарастания волны τ^{-1} в однородной слабоионизованной плазме воспользуемся выражением

$$\tau^{-1} = \frac{1}{2\gamma} Z \frac{W}{U}, \quad (3)$$

где $\gamma = C_p/C_v = 5/3$ — показатель адиабаты; W — мощность, выделяемая в единице объема за счет реакций (1) и (2); $U = 3/2 NkT$ — тепловая энергия единицы объема газа; N — концентрация атомов газа; T — температура газа; k — постоянная Больцмана; $L = d(\ln W)/d(\ln \rho)$ — полная логарифмическая производная W по плотности газа ρ [2] (с учетом колебаний всех величин). При выводе этого выражения предполагалось, что скорость тепловыделения в объеме существенно выше скорости теплоотвода, но за время, равное периоду акустических колебаний, температура газа меняется незначительно. Поэтому в выражении (3) отсутствует член, связанный с теплоотводом.

Величина W определяется скоростями процессов (1) и (2), а также кинетикой быстрых электронов. Для ее расчета можно воспользоваться результатами наших предыдущих работ [5, 6], в которых определены константы скоростей соответствующих процессов и изучены функции распределения электронов по энергиям в плазме послесвечения инертных газов.

Для изучения акустических неустойчивостей наибольший интерес представляет случай, когда быстрые электроны отдают свою энергию в плазменном объеме в результате упругих столкновений или коллективных процессов (иначе возникновение акустической неустойчивости маловероятно). Тогда справедливо выражение

$$W = \beta_1 M^2 \varepsilon_1 + \beta_2 M N \varepsilon_2, \quad (4)$$

где β_1, β_2 — константы скоростей процессов (1) и (2); M — концентрация возбужденных атомов; N — концентрация электронов; $\varepsilon_1, \varepsilon_2$ — энергии электронов.

Для оценки условий возникновения акустической неустойчивости в плазме послесвечения воспользуемся формулой (4). Звуковые волны обычно затухают из-за вязкости и теплопроводности газа. Соответствующий декремент затухания для стоячей радиальной осесимметричной волны, как известно [2], равен

$$\Delta = \frac{x^2}{2} \left(\frac{4}{3} \nu + (\gamma - 1) \chi \right) + \frac{\sqrt{\omega}}{\sqrt{2} R} \sqrt{\chi} (\gamma - 1). \quad (5)$$

Здесь x — волновое число, ω — частота, ν — кинематическая вязкость, χ — температуропроводность. Первое слагаемое в (5) представляет затухание в объеме, второе — в пристеночном слое (R — радиус трубки).

Акустическая неустойчивость возникает при $\tau^{-1} > \Delta$. Для оценок можно положить $\beta_1 = \beta_2$ и $\varepsilon_1 = \varepsilon_2$. Проведем расчет для плазмы аргона. Подстановка числовых значений в соответствующие формулы в этом случае дает следующее соотношение между M и N :

$$M^2 + MN \geq 10^{26} \text{ см}^{-3}. \quad (6)$$

Как известно [7], такие параметры плазмы достигаются в послесвечении сильноточных импульсных разрядов и в криогенной плазме.

Нами были проведены эксперименты по измерению амплитуды акустических волн в плазме послесвечения аргона при давлениях газа от 7 до 10 Тор в цилиндрической разрядной трубке диаметром 2 см. Акустические колебания регистрировались интерферометрическим методом [8], причем наблюдение велось вдоль оси трубки. Концентрация возбужденных атомов оценивалась методом «крюков» Д. С. Рождественского, а концентрация электронов — по проводимости плазмы во время импульса тока.

Плазма создавалась импульсами тока амплитудой до 30 А и частотой повторения 10 Гц. Для стабилизации условий поджига разряда и создания осесимметричной плазмы импульсы тока накладывались на постоянный фоновый ток величиной в несколько мА. В результате удавалось получить возбуждение радиальных стоячих волн в одномодовом режиме.

Длительность импульсов тока выбиралась такой, чтобы в момент их обрыва концентрация возбужденных атомов аргона M конфигурации $3p^5 4s$ достигала величины от 10^{13} до 10^{14} см^{-3} и в 30—100 раз превышала концентрацию электронов [9]. По порядку величины длительность импульсов тока составляла 1 мкс. В этом случае основная часть энергии, запасенной в плазме (не считая тепловой энергии движения атомов), заключена в возбужденных атомах, а мощ-

ность теплового деления в реакции (1) многократно превосходит мощность всех других источников тепла. Это позволяет в изучаемых условиях исследовать влияние именно реакции (1) на акустическую неустойчивость плазмы.

Условие (6) при $M \gg N$ принимает вид $M \geq 10^{13}$ см⁻³. В связи с тем что реакция (1) в рассматриваемых условиях определяет распад возбужденных атомов конфигурации $3p^5 4s$, можно рассчитать время уменьшения концентрации возбужденных атомов в послесвечении до величины 10^{13} см⁻³, определяющей порог возбуждения звуковых волн. Для $M \geq 10^{14}$ см⁻³ расчет дает для этого времени значение ~ 100 мкс и результат мало ($< 10\%$) зависит от начальной концентрации M .

Эксперименты показали, что при концентрации $M \sim 10^{14}$ см⁻³ в момент обрыва тока в течение ~ 150 мкс происходит увеличение амплитуды акустических колебаний (их период равен 50 мкс) на 20—30%. При больших временах амплитуда колебаний начинает неэкспоненциально уменьшаться, причем скорость распада растет со временем по мере уменьшения концентрации M , которая способствует раскату колебаний. Через 300—400 мкс уменьшение амплитуды колебаний происходит экспоненциально с затуханием, на 20—30% меньшим, чем затухание звуковых волн в неионизованном аргоне. При меньших начальных концентрациях M возрастания амплитуды колебаний после обрыва тока не наблюдается, однако уменьшение затухания звуковых волн по сравнению с неионизованным аргонem хорошо заметно. Результаты этих экспериментов подтверждают возможность усиления акустических колебаний за счет энергии, выделяющейся в реакциях типа (1).

В заключение отметим, что акустическая неустойчивость рассмотренного типа может существовать в любой плазме с быстрыми электронами, например в плазме низковольтных пучковых разрядов или разрядов с сужениями.

Авторы выражают искреннюю признательность Л. Д. Цендину за полезные обсуждения работы.

Литература

- [1] Цендин Л. Д. ЖТФ, 1965, т. 35, № 11, с. 1972—1977.
- [2] Недостасов А. В., Хаит В. Д. Колебания и неустойчивости низкотемпературной плазмы. М.: Наука, 1979. 230 с.
- [3] Коган Е. Я., Молевич В. Н. ЖТФ, 1977, т. 47, № 3, с. 653—656.
- [4] Встовский Г. В., Козлов Г. И. ЖТФ, 1986, т. 56, № 8, с. 1536—1542.
- [5] Демидов В. И., Колоколов Н. Б., Торонов О. Г. Физика плазмы, 1986, т. 12, № 6, с. 702—707.
- [6] Демидов В. И., Скребов В. Н., Цымлякова Г. Е. Тез. докл. Всес. совещ. «Инверсная заселенность и генерация на переходах в атомах и молекулах». Томск, 1986, с. 236.
- [7] Фуголь И. Я., Григорашенко О. Н., Мышкис Д. А. ЖЭТФ, 1971, т. 59, № 1, с. 423—440.
- [8] Скребов В. Н., Эйхвальд А. И. Опт. и спектр., 1976, т. 41, № 1, с. 12—21.
- [9] Kidryvtsev A. A., Mustienko T. V., Skrebov V. N. J. Phys. D, 1987, v. 20, N 6, p. 718—727.

Ленинградский горный институт
им. Г. В. Плеханова

Поступило в Редакцию
21 апреля 1984 г.

В окончательной редакции
29 октября 1987 г.

ФОТОВОЛЬТАИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В БАРЬЕРАХ n -CdO—CdGeP₂

А. В. Лунев, Ю. В. Рудь, М. А. Таиров, Ю. К. Ундалов

Гетероструктурная электроника [1] стала одним из главных каналов расширения функционального диапазона и улучшения параметров полупроводниковых приборов. Изучение возможностей гетероструктур на анизотропных полупроводниках, в частности, явилось основой к созданию поляриметрических фотодетекторов [2—6]. В настоящий период идет поиск путей получения эффективного энергетического барьера и накопление результатов экспериментальных исследований его физических свойств с целью построения теории поляриметрического явления. Данная работа продолжает систематические исследования [2—6] и посвящена