

возможность применения периодических структур, образованных приложенным к поверхности пьезокерамики периодическим электрическим полем, в устройствах на поверхностных акустических волнах.

Список литературы

- [1] Гуляев Ю.В., Плесский В.П. // РЭ. 1980. Т. 25. № 8. С. 1569-1574.
- [2] Мазур М.М., Чернозатонский Л.А., Пустовойт В.И., Вискун Т.Г. // Письма в ЖТФ. 1983. Т. 9. Вып. 1. С. 30-35.
- [3] Гуляев Ю.В., Плесский В.П. // УФН. 1989. Т. 157. № 1. С. 85-90.
- [4] Дьелесан Э., Руайе Д. Упругие волны в твердых телах. М.: Наука, 1982. 288 с.
- [5] Белый В.Н., Пашкевич Г.А., Северук Б.Б. // РЭ. 1985. Т. 30. № 12. С. 2450-2455.
- [6] Балакирев М.К., Гилинский И.А. Волны в пьезокристаллах. Новосибирск: Наука, 1982. 238 с.
- [7] Танкрилл Х. // ТИИЭР. 1971. Т. 59. № 3. С. 62-80.

Гомельский университет

Поступило в Редакцию
27 августа 1991 г.
В окончательной редакции
4 мая 1992 г.

04;08
© 1993 г.

Журнал технической физики, т. 63, в. 1, 1993

СДВИГ ФАЗ МЕЖДУ КОЛЕБАНИЯМИ РАЗЛИЧНЫХ КОМПОНЕНТ ПЛАЗМЫ И ЗВУКОВОЙ ВОЛНОЙ В РАЗРЯДЕ АЗОТА

М.А. Антхиян, Г.А. Галечян, Л.Б. Тавакалян

Вопрос о возможности установления сдвига фаз в слабоионизованном газе между колебаниями нейтральных частиц, ионов и электронов в звуковой волне рассмотрен теоретически в работе [1]. Показано, что при частоте звука

$$\omega \ll \omega_0 = \omega_n \frac{N T_g}{n_i T_e},$$

где ω_n — частота столкновений нейтралов с заряженными частицами, n_i — плотность нейтральных частиц, N — плотность заряженных частиц, T_g и T_e — температура газа и электронов соответственно, колебания нейтральных частиц, ионов и электронов происходят синфазно.

В работе [2] проведено экспериментальное исследование сдвига фаз между колебаниями электронов и ионов в поле звуковой волны. Экспериментально установлено, что ионы и электроны колеблются приблизительно в одной фазе. Однако, в работе [2] измерения выполнены в разряде атомарного газа. Отметим, что авторы работы [2] под колебаниями электронов и ионов имеют в виду на самом деле колебания тока на зонд в ионной и электронной частях вольт-амперной характеристики зонда. И в эксперименте измерялся сдвиг фаз между колебаниями тока на электронной и ионной ветвях ВАХ зонда, вызванных звуковой волной.

В данной работе в разряде молекулярного газа — азота — исследован сдвиг фаз между колебаниями тока на зонд в ионной и электронной

частях ВАХ лентгмюровского зонда и звуковой волной (сигнал с микрофона). Исследован также сдвиг фаз между колебаниями разрядного тока и звуковой волной. Экспериментальные измерения проводились при давлениях $P = 10 - 60$ Тор и разрядных токах $I_p = 40 - 90$ мА. Интенсивность звука варьировалась от 60 до 90 дБ.

Измерения выполнялись на экспериментальном стенде, состоящем из кварцевой разрядной трубки (установленной вертикально) с внутренним диаметром 9,8 см и длиной $L = 52$ см. Расстояние между кольцевыми сетчатыми электродами составляло 27 см. Электрическое питание разряда производилось высоковольтным источником постоянного тока. К одному из торцов разрядной трубки герметически прикреплялся электродинамический излучатель звуковых волн. В противоположном торце трубки на расстоянии 5 см от анода к фланцу был прикреплен микрофон для контроля параметров звуковой волны. Частота звука варьировалась низкочастотным генератором синусоидальных колебаний, амплитуда звука — усилителем. Сигнал с микрофона поступал на двухлучевой осциллограф. На том же осциллографе регистрировались колебания электронного или ионного тока на зонд или колебания разрядного тока, т. е. измерялся сдвиг фаз электронного или ионного тока на зонд по отношению к сигналу с микрофона. Зонд располагался на расстоянии 8 см от анода на оси разрядной трубки.

Фланец, к которому был прикреплен микрофон, имел полость с диаметром, превышающим внутренний диаметр трубки. Акустический резонатор такой конструкции аналогичен цилиндрическому резонатору с одним открытым концом; собственные частоты такого резонатора могут быть вычислены по формуле

$$f_k = \frac{c k}{4(L + 0.8R)},$$

где c — скорость звука; $k = 1, 3, 5 \dots$; L — ее радиус.

В случае резонанса на длине трубки, точнее, на длине $L + 0.8R$, укладывается нечетное число четвертей длин волн. Эти частоты и наблюдались в нашем эксперименте в условиях резонанса.

Колебания тока ионной ветви одиночного зонда фиксировались в режиме насыщения ионного тока при высоких отрицательных потенциалах, а колебания тока электронной ветви характеристики одиночного зонда — в области потенциалов за точкой перегиба (при малых отрицательных потенциалах). Т. е. рассматривались колебания зондового тока в тех областях характеристики одиночного зонда, когда на зонд поступают только ионы или только электроны. Для определения фазовой разности между сигналами, поступающими на осциллограф (сигналом с микрофона — колебаниями ионного тока на зонд, сигналом с микрофона — колебаниями электронного тока на зонд или колебаниями разрядного тока — сигналом с микрофона), использовался метод измерения фазы $X - Y$. В этом методе один из синусоидальных сигналов обеспечивает горизонтальное отклонение (X), в то время как другой сигнал обеспечивает вертикальное отклонение (Y). Значение фазового отклонения между двумя сигналами определяется по фигурам Лиссажу. Применение этого метода оправдано тем, что сигналы, поступающие на осциллограф, имеют одну и ту же частоту. При наличии звука в плазме азота разрядный и зондовый токи модулировались с частотой, равной частоте звука.

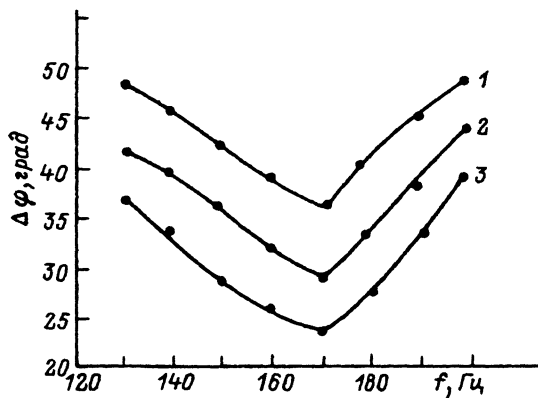


Рис. 1. Зависимость сдвига фаз между колебаниями разрядного тока и звуковой волной в разряде азота при $P=40$ Тор.

$I_p = 40$ мА. J , дБ: 1 — 70, 2 — 80, 3 — 90.

Экспериментальные исследования свидетельствуют о наличии сдвига фаз между колебаниями ионной и электронной компонент тока на зонд и сигналом с микрофона (а также разрядного тока и сигналом с микрофона) во всем исследуемом диапазоне давлений, разрядного тока и интенсивности звука. Минимальные сдвиги фаз $\Delta\varphi$ между колебаниями тока на зонд, разрядного тока и сигналом с микрофона наблюдались при резонансной частоте звука, при которой глубина модуляции разрядного тока и тока на зонд максимальны. На рис. 1 представлены графики зависимости $\Delta\varphi$ от частоты звука вблизи первого резонанса, из которых видно, что минимальный сдвиг фаз наблюдается при резонансной частоте звука $f_1 = 170$ Гц. В трубке без разряда первая резонансная частота звука соответствовала $f_1 = 140$ Гц. Увеличение первой резонансной частоты на 30 Гц при включении разряда связано с повышением скорости звука, величина которой зависит от температуры газа. Термометрические измерения показали, что температура газа в плазме на оси трубки при включении разряда повышалась более чем на 250°C .

Отметим, что подобным образом ведет себя вблизи резонанса сдвиг фаз между колебаниями тока на зонд и сигналом с микрофона, т. е. $\Delta\varphi$ минимален в условиях резонанса.

На рис. 2 представлены зависимости сдвига фаз $\Delta\varphi$ от интенсивности звука при $I_p = 40$ Ма и $f_1 = 170$ Гц (рис. 2, а соответствует давлению $P = 20$; 2, б — 40 Тор), здесь 1 отн. ед. соответствует интенсивности звука 60, а 2 отн. ед. — 90 дБ. Кривые 1 на рис. 2, а, б представляют собой зависимости сдвига фаз между колебаниями ионной компоненты тока на зонд и сигналом с микрофона от интенсивности звука, кривые 3 — сдвиг фаз между колебаниями электронной компоненты тока на зонд и сигналом с микрофона. Для сравнения на рис. 2, а, б приведены также зависимости сдвига фаз между колебаниями разрядного тока и сигналом с микрофона (кривые 2). Из приведенных рисунков следует, что разность фаз между колебаниями ионного тока на зонд и сигналом с микрофона мала. Значительный сдвиг фаз устанавливается между колебаниями электронной компоненты тока на зонд и сигналом с микрофона. Зависимость $\Delta\varphi(J)$ имеет максимум при определенных интенсивностях звука. С ростом давления газа этот максимум смещается в сторону меньших интенсивностей звука. Так, для сдвига фаз между колебаниями разрядного тока и сиг-

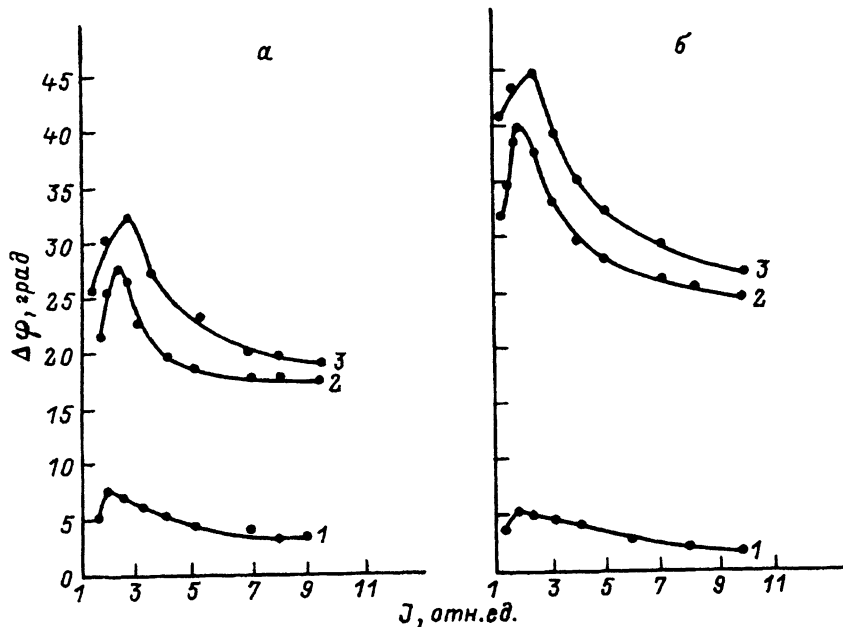


Рис. 2.

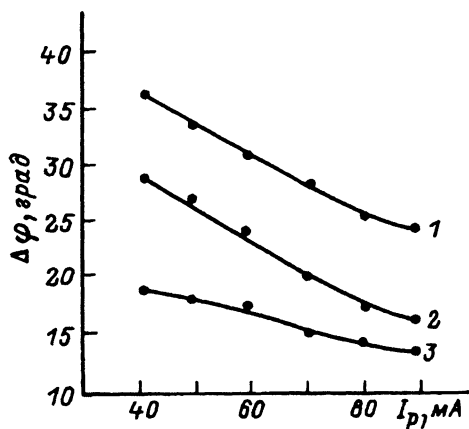


Рис. 3.

налом с микрофона ($I_p = 40$ мА) при $P = 60$ Тор $\Delta\varphi_{\max}$ достигается при интенсивностях звука $J = 64$ дБ, а для $P = 10$ Тор — при $J = 70$ дБ.

Из рис. 2, а, б видно, что $\Delta\varphi_{\max}$ достигается для ионной компоненты тока на зонд при меньших интенсивностях, чем для электронной. С ростом давления газа и интенсивности звука сдвиг фаз между колебаниями ионной компоненты зондового тока и сигналом с микрофона уменьшается и практически исчезает при $P = 50$ Тор. Подобного эффекта для разности фаз между колебаниями электронной компоненты и сигналом с микрофона не установлено. Наоборот, с ростом давления азота сдвиг фаз между колебаниями электронной компоненты тока на зонд или разрядного тока и сигналом с микрофона возрастает.

Рост разрядного тока приводит к уменьшению сдвига фаз (рис. 3). На рис. 3 приведены зависимости сдвига фаз между колебаниями разрядного тока и сигналом с микрофона от величины разрядного тока при интенсивности звука $J = 80$ дБ ($f_1 = 170$ Гц) и различных давлениях азота: 1 — $P = 60$, 2 — 40, 3 — 20 Тор. Аналогичным образом ведет себя с увеличением разрядного тока разность фаз между колебаниями электронной и ионной компонент тока на зонд и сигналом с микрофона.

Остановимся подробнее на приведенных экспериментальных измерениях. В названии работы фигурируют выражения „колебания различных компонент плазмы“ и „звуковая волна“. Под различными компонентами плазмы по аналогии с работой [2] понимаются ток на зонд ионной ветви ВАХ зонда в режиме насыщения ионного тока и ток на зонд электронной ветви в области потенциалов правее точки перегиба. Создание звука в разрядной трубке приводило к модуляции разрядного и зондового токов. Все эти колебания, а также сигнал с микрофона фиксировались на осциллографе. В звуковой волне колеблются многие параметры среды: плотность, скорость, температура, давление. И возможно установление сдвига фаз между колебаниями различных параметров среды. Микрофон измеряет звуковое давление или колебания плотности среды в данной точке. На эксперименте фактически измерялся сдвиг фаз между колебаниями плотности среды и колебаниями разрядного тока, тока на зонд в различных частях ВАХ зонда. По току насыщения ионной ветви зондовой характеристики, зная электронную температуру, которая определяется из электронной ветви ВАХ зонда, можно определить концентрацию заряженных частиц.

Схема зондовых измерений могла использоваться как для снятия усредненных характеристик, так и для определения колебаний концентрации заряженных частиц и температуры электронов, вызванных звуком. Модуляция концентрации заряженных частиц измерялась при помощи одиночного ленгмюровского зонда, находящегося в режиме ионного насыщения, и определялась как отношение амплитуды колебания тока на зонд к его среднему значению с учетом модуляции температуры электронов. Модуляция температуры электронов определялась следующим образом. При фиксированном значении напряжения на зонде регистрировалась временная зависимость тока на зонд. Строилось семейство зондовых характеристик, что позволяло определить температуру электронов, соответствующую различным фазам колебаний. Сравнение показало, что сдвиг фаз между колебаниями температуры электронов и концентрации заряженных частиц составляет приблизительно 180° , т. е. T_e и n_e колеблются в противофазе. Отметим, что такая же разность фаз наблюдается между колебаниями разрядного тока и напряженности продольного электрического поля.

Как указывалось в начале работы, вопрос о колебаниях частиц различного сорта в слабоионизованной плазме рассматривался в работе [1]. Сравнение наших экспериментальных результатов с результатами теоретической работы [1] показало следующее. Оценки ω_0 для всего рассматриваемого диапазона тока дают увеличение критической частоты

$$\omega_0 = \omega_n \frac{T_e N}{T_i n_i}$$

с ростом разрядного тока по сравнению с круговой частотой звука ω , т. е. к усилению условия $\omega \ll \omega_0$ (условие синфазности колебаний частиц различного сорта [1]). Полученный нами экспериментальный результат, согласно которому $\Delta \varphi$ уменьшается с ростом разрядного тока, хорошо согласуется с результатами работы [1]. Однако результаты работы [1] не объясняют увеличение $\Delta \varphi$ с ростом давления.

Наличие фазового сдвига между электронами и ионами может привести к небольшому разделению зарядов, которое в свою очередь должно вызвать возмущение продольного электрического поля в разряде. На такое возмущение электрического поля, перемещающегося вдоль акустической волны, указывается в теоретической работе [1]. Возмущение напряженности продольного электрического поля в разряде азота звуком зарегистрировано в наших экспериментах [3].

Влияние на разность фаз, по-видимому, может оказывать различная степень вовлеченности заряженных частиц в совместное колебательное движение с нейтральными частицами в поле звуковой волны. Так как массы нейтральных частиц и ионов близки, то ионы, по-видимому, будут сильнее, чем электроны, вовлекаться в колебательное движение с нейтральной компонентой в поле звуковой волны, что подтверждается экспериментальными результатами. Увеличение разрядного тока при фиксированном давлении приводит, как известно, к уменьшению температуры электронов и отношения T_e/T_i (где T_i — температура ионов, $t_i \simeq t_G$). Ослабление неравновесности между электронами и ионами, по-видимому, способствует более сильному вовлечению электронов в совместное колебательное движение с ионами и нейтральными частицами. Это должно сопровождаться уменьшением разности фаз $\Delta \varphi$, что и наблюдается экспериментально с ростом разрядного тока.

На сдвиг фаз между колебаниями тока и различных компонент плазмы и звуковой волной могут оказывать влияние процессы, происходящие в плазме. Это могут быть процессы рекомбинации, в разряде молекулярного азота, а также процессы колебательно-поступательной ($V-T$) релаксации. Отметим, что в теоретической работе [1] не рассмотрено влияние этих процессов на установление сдвига фаз.

До интенсивностей звука, при которых достигаются максимальные значения разности фаз (рис. 2), влияние звука на параметры плазмы было несущественным. В этой области интенсивностей звук очень слабо влияет на ВАХ разряда азота, продольное электрическое поле и температуру газа в разряде. Глубина модуляции разрядного тока при этом также мала. В области интенсивностей правее $\Delta \varphi_{\max}$ влияние звука на ВАХ разряда и другие параметры плазмы становится значительным. В исследуемой области параметров разряда и звука сильное влияние звуковой волны на параметры плазмы наблюдается при интенсивностях выше 80 дБ. Свечение разряда становится более ярким, наблюдается увеличение радиуса шнурованного разряда и появление мелкомасштабных турбулентных вихрей. Точки максимума $\Delta \varphi$ — своего рода точки „фазового перехода“. В этих точках система плазма плюс звук начинает качественно менять свое состояние и свойства, что приводит к сильному количественному изменению параметров плазмы.

- [1] *Ingard U., Shulz M.* // Phys. Rev. 1967. Vol. 158. N 1. P. 106-112.
 [2] *Fitaire M., Mantei T.* // Phys. Fluids. 1972. Vol. 15. N 3. P. 464-469.
 [3] *Антинян М.А., Галечян Г.А., Мкртчян А.Р., Тавакалян Л.Б.* // Физика плазмы. 1976. Т. 17. № 12. С. 1490-1494.

Институт прикладных проблем физики
Ереван

Поступило в Редакцию
8 июля 1991 г.
В окончательной редакции
13 февраля 1992 г.

04;12
© 1993 г.

Журнал технической физики, т. 63, в. 1, 1993

УСКОРЕНИЕ ТЕЛ МАЛОЙ МАССЫ СИЛЬНОТОЧНЫМ РАЗРЯДОМ ТИПА Z-ПИНЧ ПРИ ВЫСОКОЙ НАЧАЛЬНОЙ ПЛОТНОСТИ

Д.А. Андреев, А.А. Богомаз, Ф.Г. Рутберг, А.М. Шакиров

Ускорение тел малой массы представляет интерес в связи с работами по управляемому термоядерному синтезу. В работе [1] описан инжектор топливных таблеток водорода. В данной работе для увеличения скорости ускоряемого тела используются высокие значения температуры $\sim 10^5$ К и давления ~ 400 МПа по оси разряда типа Z-пинч в гелии при начальном давлении 10 МПа [2]. Энергоемкость конденсаторной батареи до 28 кДж, скорость нарастания тока $6 \cdot 10^{11}$ А/с, напряжение до 50 кВ. Максимальное значение тока около 600 кА. Подробное описание установки приведено в [3]. Схема конструкции разрядной камеры вместе с каналом ускорения приведена на рис. 1.

Ускорение полиэтиленового столбика массой 0.065 г и диаметром 5 мм осуществлялось в канале длиной 240 мм, расположенном по оси разряда. В разрядную камеру закачивался гелий при начальном давлении до 10 МПа.

Определение скорости оптическим методом было затруднено ввиду появления светящегося газа впереди снаряда. Рамочный метод неприемлем из-за малой массы тела. Поэтому скорость оценивалась по общему времени разгона t в канале и пролета до датчика давления, в который ударилось летящее тело, из соотношения

$$V = \frac{2s_1 + s_2}{t},$$

где s_1 — длина канала разгона, s_2 — расстояние от конца канала разгона до датчика.

Для контроля скорость определялась также по разности времен показаний датчика при расположении его на разных расстояниях от конца канала разгона. При этом контролировалась воспроизводимость экспериментов. Первый способ определения скорости давал завышение на 10-15% по сравнению со вторым, однако удобен для оперативной оценки. При откачке канала разгона и пространства до датчика давления