

О ДЕТЕКТИРУЮЩИХ СВОЙСТВАХ ГАЗОРАЗРЯДНОЙ ПЛАЗМЫ

O. I. Яковлев

Приводятся экспериментальные закономерности детектирующих свойств газоразрядной плазмы. Описываются зависимости детекторного эффекта от мощности, от частоты модуляции и от постоянного магнитного поля.

В работе [1], по-видимому, впервые было показано, что газоразрядная трубка может быть использована как детектор сантиметровых волн. Детектирующие свойства газоразрядной трубы проявляются в изменении разрядного тока при облучении плазмы сантиметровыми волнами. Автор цитированной статьи приходит к выводу, что чувствительность газоразрядного детектора равна или больше, чем чувствительность кристаллического детектора. Некоторые закономерности газоразрядных детекторов были описаны в статьях [2-4], в последнее время этому вопросу посвящены работы [5-7].

В связи с тем, что причины детектирующих свойств плазмы в указанных статьях не рассматриваются, нами были поставлены опыты с целью выяснения основных закономерностей детектирующих свойств газоразрядной плазмы. Для выяснения природы эффекта были исследованы детекторы различных конструкций с неоновым и гелиевым наполнением в диапазоне сантиметровых волн. Аппаратура для исследования детектирующих свойств плазмы состояла из генератора, аттенюатора, измерительной линии, трансформатора импедансов, газоразрядного детектора и измерительного усилителя.

Продетектированное напряжение V сильно зависит от тока газоразрядной трубы и давления газа. Существуют оптимальные значения тока и давления, при которых наблюдается наибольший детекторный эффект; эти значения зависят от длины волны. Различные участки газоразрядной трубы дают сильно отличающийся по величине детекторный эффект.

Для выяснения роли участка газоразрядной трубы снималась зависимость продетектированного напряжения от положения длинной трубы в волноводе. Эти опыты проводились в диапазоне 3 см. Газоразрядная трубка диаметром 4 см помещалась перпендикулярно широкой стенке волновода (высота волновода 2 см, длина трубы 15 см). Измерения показали, что детекторный эффект очень слабо выражен при облучении анодного столба; наибольшее продетектированное напряжение получается при помещении в волновод прикатодной области плазмы.

Аналогичные зависимости были получены в работах [2,4]. В статье [8] показано, что прикатодная область отличается повышенной электронной концентрацией. По данным этой работы электронная концентрация в прикатодной области газового разряда в 300 раз больше, чем в области анодного столба. Кроме того, в прикатодной области электронная температура меньше, чем в анодной области. Следовательно, максимум детекторного эффекта примерно совпадает с максимумом электронной концентрации и минимумом электронной температуры. Из измерений коэффициента бегущей волны при разных токах и дав-

лениях следует, что максимум детекторного эффекта непосредственно совпадает с условиями наилучшего согласования детектора с волноводным трактом. Таким образом, наличие оптимальных токов, давлений и положений газоразрядной трубки в волноводе соответствует простому условию наилучшего поглощения плазмой электромагнитных волн.

Газоразрядный детектор обладает инерционностью, которая выражается в уменьшении продетектированного напряжения при увеличении частоты модуляции высокочастотного сигнала. Инерционность уменьшается при увеличении давления и при использовании газов с меньшим атомным весом.

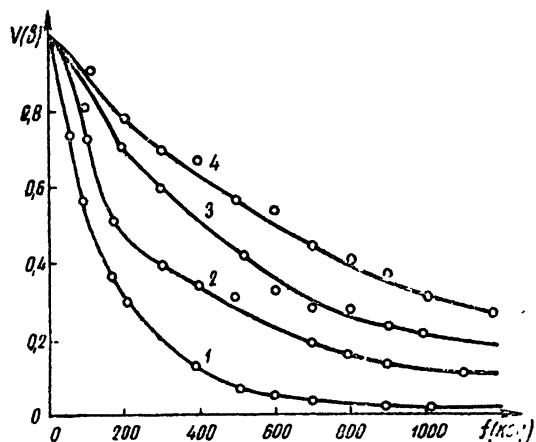


Рис. 1. Связь величины детекторного эффекта и частоты модуляции:

1— $p=22$ мм рт. ст. Не; 2— $p=40$ мм рт. ст. Не;
3— $p=25$ мм рт. ст. Не; 4— $p=37$ мм рт. ст. Не.

ны и определяется газом и давлением.

Детекторный эффект зависит от величины постоянного магнитного поля. Так как при совпадении несущей частоты с гиromагнитной частотой должно быть сильное поглощение плазмой электромагнитных волн, то при этом должен наблюдаться своеобразный резонанс детекторного эффекта. Для обнаружения и исследования этого явления снималась зависимость продетектированного напряжения от величины магнитного поля. Полученные экспериментальные данные приведены на рис. 2, где по вертикальной оси отложено продетектированное напряжение, нормированное к значению при резонансе, по горизонтальной оси — напряженность магнитного поля. Расчетное значение напряженности магнитного поля, соответствующее резонансу, отмечено на рисунке стрелкой. Резонансные кривые хорошо аппроксимируются формулой $V \sim [(\omega - \omega_H)^2 + \beta^2]^{-1}$, где ω — круговая частота электромагнитной волны, ω_H — гиromагнитная частота, β — постоянная, пропорциональная давлению.

Измерения показали, что продетектированное напряжение пропорционально высокочастотной мощности; соответствующие экспериментальные данные приведены на рис. 3.

Для выяснения природы детекторного эффекта важно определить знак изменения тока в цепи детектора при поглощении плазмой электромагнитных волн. Непосредственные измерения тока в цепи детектора показали, что при облучении плазмы электромагнитными волнами

На рис. 1 приведены типичные кривые инерционности детекторов с гелиевым и неоновым наполнением. На этом рисунке по вертикальной оси отложено продетектированное напряжение, нормированное к единице на звуковых частотах, по горизонтальной оси — частота модуляции. Существенно, что экспериментальные кривые инерционности хорошо аппроксимируются функцией вида $V \sim (f^2 + d^2)^{-1/2}$ (здесь f — частота модуляции, d — постоянная, пропорциональная давлению). Измерения показали, что инерционность не зависит от длины волн.

ток увеличивается. Газоразрядный детектор ведет себя как проводник, сопротивление которого уменьшается под действием электромагнитных волн. Увеличение тока наблюдается при поглощении электромагнитных волн при катодной частью газового разряда. При облучении анодного столба знак эффекта изменяется; однако сам эффект при этом становится крайне малым.

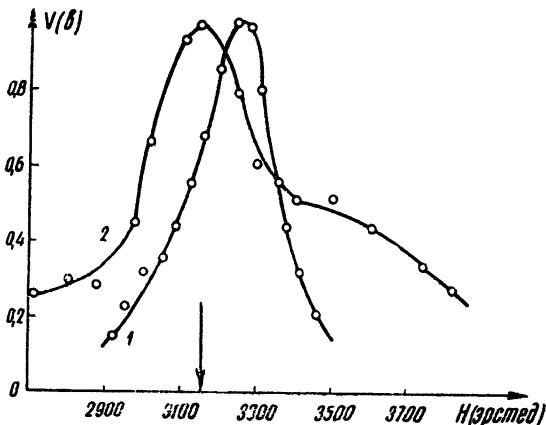


Рис. 2. Резонанс детекторного эффекта на гиромагнитной частоте:

1— $p=3$ мм рт. ст. Ne; 2— $p=6$ мм рт. ст. Ne.

Закономерности, приведенные на рис. 1, 2, 3, позволяют дать следующую эмпирическую формулу для изменения проводимости детектора:

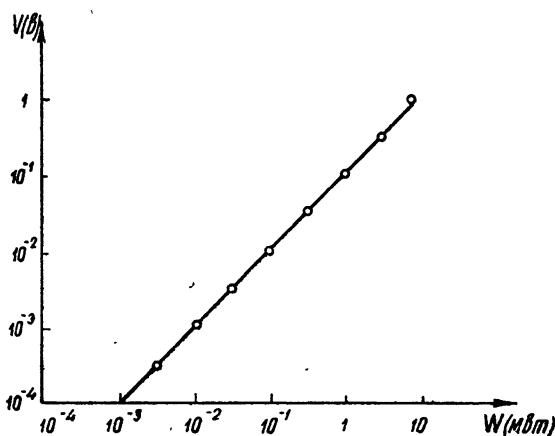


Рис. 3. Зависимость продетектированного напряжения от мощности.

$$\Delta\sigma \sim E^2 / [(\omega - \omega_H)^2 + \beta^2] \sqrt{f^2 + x^2} \quad (1)$$

(здесь E — напряженность поля).

Формула (1) легко получается из следующих соображений. Про-

водимость плазмы на низких частотах определяется выражением вида

$$\sigma = e^2 N / m v. \quad (2)$$

В этой формуле N — электронная концентрация, v — эффективное число столкновений, e и m — заряд и масса электрона. Под действием электромагнитных волн эффективное число столкновений изменяется на величину Δv ; соответствующее изменение проводимости плазмы равно

$$\Delta \sigma = -e^2 N \Delta v / m v^2. \quad (3)$$

Электроны плазмы испытывают соударения с ионами и молекулами. Правильный знак детекторного эффекта будет получен, если допустить, что основную роль играют соударения электронов с ионами. Формулы для величины Δv приведены в книге [9]. Используя приближенное соотношение вида

$$\Delta v = -\frac{e^2 v^2 E^2}{2\pi m k T [(\omega - \omega_H)^2 + v^2] \sqrt{f^2 + (m v / \pi M)^2}}. \quad (4)$$

и формулу (3), получим:

$$\Delta \sigma = \frac{e^4 N E^2}{2\pi m^2 k T [(\omega - \omega_H)^2 + v^2] \sqrt{f^2 + (m v / \pi M)^2}}. \quad (5)$$

Здесь k — постоянная Больцмана, T — электронная температура, M — масса иона. Формула (5) полностью соответствует эмпирической формуле (1). Сравнение этих формул позволяет утверждать, что $\beta = v$, $\alpha = m v / \pi M$.

Исследования резонанса детекторного эффекта на гиромагнитной частоте и инерционности детекторного эффекта дают два независимых метода определения величины v . В таблице 1 приведены найденные значения величины v для детекторов с неоновым наполнением при разных значениях p .

Таблица 1

p (мм рт. ст.)	v (сек $^{-1}$)	v (сек $^{-1}$)	Метод измерения
40	$1,6 \cdot 10^5$	$1,8 \cdot 10^{10}$	по инерционности
10	$2,6 \cdot 10^4$	$3 \cdot 10^9$	по инерционности
6	—	$3,4 \cdot 10^9$	по резонансу
3	—	$2,2 \cdot 10^9$	по резонансу

Из данных, представленных в работах [8, 10], следует, что число столкновений электронов с ионами пропорционально давлению в интересующем нас интервале давлений. Это обстоятельство позволяет привести величины v , данные в таблице 1, к давлению $p = 10$ мм рт. ст. Из таблицы 1 следует, что при давлении $p = 10$ мм рт. ст. $v_{cp} = 3,8 \cdot 10^9$ сек $^{-1}$ (по инерционности) и $v_{cp} = 6,5 \cdot 10^9$ сек $^{-1}$ (по резонансу). Существенно, что независимые методы дали величины одного порядка.

Необходимо подчеркнуть, что применение формулы (5) к плазме тлеющего разряда может встретить возражения, так как в тлеющем разряде имеется градиент электрического поля и пространственный заряд. Однако, несмотря на сделанные грубые приближения, изложенные простые соображения точно описывают три основных закономерности: зависимость от мощности, инерционность детекторного эффекта

и резонанс на гиromагнитной частоте. Из формулы (5) следует, что детекторный эффект зависит от несущей частоты по закону $v \sim (\omega^2 + v^2)^{-1}$. При $\omega^2 < v^2$ детекторный эффект не зависит от длины волны, при $\omega^2 > v^2$ детекторный эффект быстро убывает при уменьшении длины волны.

В заключение необходимо подчеркнуть, что аналогичными детектирующими свойствами должна обладать плазма полупроводников при низкой температуре. Так как в полупроводниковой плазме $v \approx 10^{12} \text{ сек}^{-1}$, то детектирующие свойства полупроводниковой плазмы в широких пределах не будут зависеть от длины волны. В работе [11] приведены некоторые данные о детектирующих свойствах полупроводниковой плазмы.

ЛИТЕРАТУРА

1. H. Burroughs, A. Bronwell, Tele-Tech., 11, 62, 123 (1952).
2. M. A. Lampert, A. D. White, Electrical Communication, 6, 124 (1953).
3. К. И. Кононенко, Уч. зап. Харьк. ун-та, 6, 190 (1955).
4. B. J. Udelson, J. Appl. Phys., 28, 380 (1957).
5. Г. Д. Лобов, Л. К. Михайловский, Научные докл. высш. школы,—Радиотехника и электроника, 232 (1958).
6. К. И. Кононенко, Г. А. Соболев, III Всесоюзная конференция МВО СССР по радиоэлектронике, Тезисы докладов, 1959.
7. Е. А. Здорнова, Изв. высш. уч. зав.—Радиофизика, 2, 262 (1959).
8. B. J. Udelson, Gredon, French, J. Appl. Phys., 28, 171 (1957).
9. Я. Л. Альперт, В. Л. Гинзбург, Е. Л. Фейнберг, Распространение радиоволн, § 64, ГИТГЛ, М., 1953.
10. J. M. Anderson, L. Goldstein, Phys. Rev., 100, 1037 (1955).
11. K. Seeger, Phys. Rev., 114, 476 (1959).

Научно-исследовательский радиофизический институт
при Горьковском университете

Поступила в редакцию
8 октября 1959 г.