

## НАБЛЮДЕНИЕ ВЗРЫВНОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ПАРАМЕТРИЧЕСКИ СВЯЗАННЫХ ВОЛН

С. В. Кияшко, М. И. Рабинович, В. П. Реутов

Взрывная неустойчивость является одним из наиболее интересных эффектов, возникающих при взаимодействии параметрических связанных волн в нелинейных (квадратичных) неравновесных средах [1 - 4]. Эта неустойчивость проявляется в одновременном нарастании амплитуд всех взаимодействующих волн и, при обычно используемых идеализациях, приводит к их обращению в бесконечность за конечное время или на конечном расстоянии (расходимость типа  $1/(t_\infty - t)$ ). Чаще всего в качестве примера неравновесной среды, в которой возможна взрывная неустойчивость, приводят плазму, пронизываемую электронным потоком [2 - 4]. В области прозрачности в такой среде возможно существование продольных волн, обладающих как положительной, так и отрицательной энергией [1]. Поскольку волна, энергия которой отрицательна, отдавая энергию обычным волнам, нарастает, нелинейный процесс, сопровождающийся распадом этой волны, приводит к взрывной неустойчивости. Заметим, что неустойчивость, возникающая при линейной связи волн, переносится "кинетическую мощность" [5] разных знаков, давно используется в электронике - на этом принципе работает, в частности, ЛВВ [6].

Несмотря на большое число работ, посвященных взрывной неустойчивости, нам не известны эксперименты, где бы она наблюдалась.

В данной работе приводятся результаты экспериментального исследования взрывной неустойчивости электромагнитных волн.

Легко убедиться, что эффект взрывной неустойчивости для электромагнитных волн, обладающих положительной энергией, возможен в среде, мнимая часть диэлектрической проницаемости которой пропорциональна полю. Уравнения для амплитуд параметрически связанных волн, удовлетворяющих условиям синхронизма

$$\omega_1 + \omega_2 = \omega_3, \quad k_1 + k_2 = k_3, \quad (1)$$

в такой среде имеют вид

$$\frac{\partial a_{1,2}}{\partial t} + v \nabla a_{1,2} = \sigma_{1,2} a_3 a_{2,1}^*, \quad \frac{\partial a_3}{\partial t} + v \nabla a_3 = \sigma_3 a_1 a_2. \quad (2)$$

В отличие от обычных уравнений параметрически связанных волн, в данном случае правые части всех уравнений имеют одинаковый знак. Вместо соотношений Менли - Роу для пространственно однородных полей получаются интегралы

$$\begin{aligned} \sigma_3 |a_1|^2 - \sigma_1 |a_3|^2 &= C_1; \quad \sigma_3 |a_2|^2 - \sigma_2 |a_3|^2 = C_2; \\ \sigma_1 |a_2|^2 - \sigma_2 |a_1|^2 &= C_3. \end{aligned} \quad (3)$$

Из них непосредственно следует, что амплитуды всех трех волн при нелинейном взаимодействии должны нарастать одновременно. Энергия, потребляемая волнами при увеличении их амплитуд, черпается из источника, поддерживающего неравновесность среды (в данном случае – зависимость проводимости среды от квадрата поля).

Естественно, что при больших амплитудах полей и при быстром их изменении уравнения (2) уже неприменимы. Для того, чтобы модель была корректной, необходимо учесть нелинейности более высокого порядка, в частности, кубичную по полю, или конечную скорость отбора энергии от источника, поддерживающего неравновесность (активность). Оба этих фактора приводят к ограничению амплитуд взаимодействующих волн и стабилизации взрывной неустойчивости. Таким образом, непосредственно наблюдать взрыв в реальной системе невозможно, однако, основные черты взрывной неустойчивости могут быть экспериментально обнаружены. При этом основной ее характеристикой следует считать не сингулярность типа  $1/(t_\infty - t)$ , а одновременное нарастание, в результате нелинейного процесса, амплитуд взаимодействующих волн. Такая неустойчивость, очевидно, должна сохраняться и при наличии линейной диссипации.

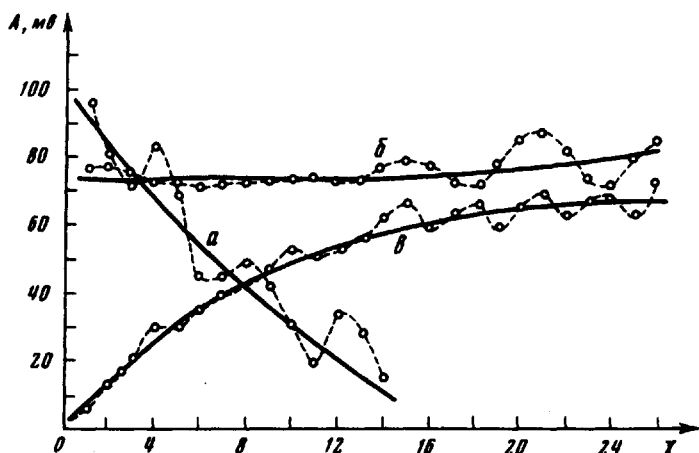


Рис. 1

Наблюдение взрывной неустойчивости в нелинейной среде проводилось в радиодиапазоне в двухпроводной линии передачи с нелинейной утечкой, зависимость тока от напряжения которой имела  $j = -\sigma_{\text{н}} u^2$ . В качестве элементов нелинейной утечки использовались туннельные диоды, рабочая точка которых находилась на максимуме характеристики. Подчеркнем, что создание неравновесной среды с помощью туннельных диодов предполагает наличие внешнего источника энергии – источника смещения, определяющего положение рабочей точки диодов.

Эксперимент, доказывающий существование взрывной неустойчивости, заключался в следующем. Вначале в исследуемую систему, в которую была введена независимо от туннельных диодов линейная диссипация, запускалась одна из монохроматических волн с частотой  $\omega_1$ ,  $\omega_2$  или  $\omega_3$  и было обнаружено, что при распространении вдоль линии она

экспоненциально затухает. Затем подавалась пара волн с частотами  $\omega_1, \omega_2$ , ввиду выполнения условий синхронизма (1), возникла третья волна комбинационной частоты, и амплитуды всех волн при этом одновременно росли. Скорость роста зависела от граничных значений амплитуд. В том случае, когда условия синхронизма не были выполнены, то обе волны затухали, независимо друг от друга.

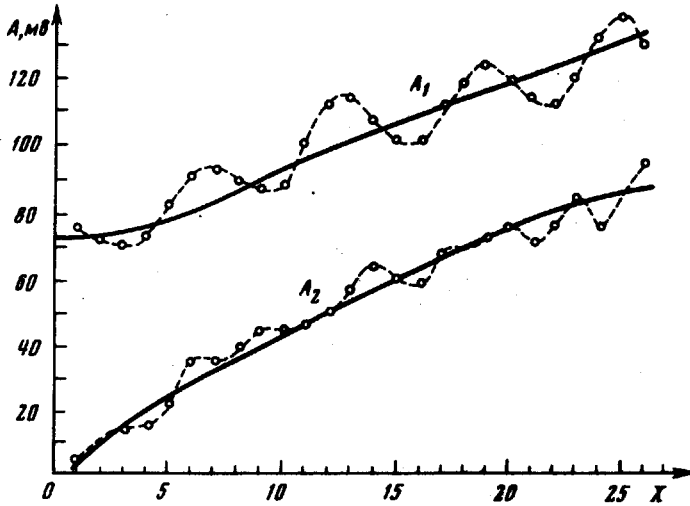


Рис. 2

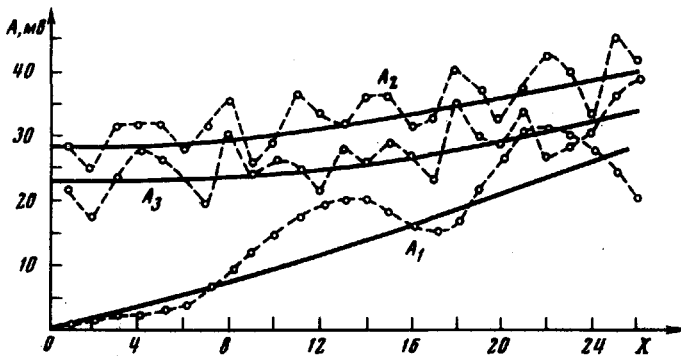


Рис. 3

Аналогичный эксперимент был проведен для вырожденного случая — взаимодействия основной волны и второй гармоники. Поскольку при выполнении условий синхронизма в присутствии волны  $\omega$  всегда генерируется ее вторая гармоника, для определения их независимого поведения условия синхронизма искусственно нарушались. На рис. 1 (кривая *a*) показано затухание волн  $\omega$  и  $2\omega$  в линии при отсутствии взаимодействия. На том же рисунке представлены графики (кривые *b* и *в*),

из которых видно, что при восстановлении условий синхронизма амплитуды этих волн одновременно растут в результате нелинейного взаимодействия, что и доказывает существование взрывной неустойчивости<sup>1)</sup>.

При отсутствии линейной диссипации (т. е. при отклонении дополнительных сопротивлений) амплитуды волн  $\omega_1$  и  $\omega_2 = 2\omega_1$  были постоянны вдоль линии, если условия синхронизма не выполнялись. Поведение амплитуд этих волн при полном синхронизме видно из рис. 2. Одновременное нарастание волн, демонстрирующее взрывной характер нелинейного взаимодействия, аналогично процессу роста амплитуд связанных волн, имеющих разные знаки энергий, в неравновесной плазме.

На рис. 3 приведены результаты исследования невырожденного процесса в системе, где линейная диссипация невелика. Видно, что в присутствии двух волн возникает третья волна комбинационной частоты, генерация которой сопровождается ростом всех трех волн (при распространении в этой системе одной волны ее амплитуда медленно убывала).

Авторы признательны А.В.Галонову за постоянный интерес к работе и полезные обсуждения.

Радиофизический институт

Поступила в редакцию

5 июня 1972 г.

После переработки

18 августа 1972 г.

## Литература

- [ 1 ] Б.Б.Кадоццев, А.Б.Михайловский, А.В.Тимофеев. ЖЭТФ, 47, 2266, 1964.
- [ 2 ] В.М.Дикасов, Л.И.Рудаков, Д.Д.Рютов. ЖЭТФ, 48, 913, 1965.
- [ 3 ] В.Сорпи, М.Н.Розенблют, Р.Н.Судан. Ann. of Phys., 55, 207, 1969.
- [ 4 ] Дж.Бекефи. Радиационные процессы в плазме М., изд. Мир, 1971.
- [ 5 ] L.J.Chu. A Kinetic Power Theorem доклад на ежегодной конференции Института радиоинженеров по электронным лампам, Дарем, шт. Нью-Гемпшир, 1951 (см. Люиселл У. Связанные и параметрические колебания в электронике, М., ИИЛ, 1963).
- [ 6 ] Дж.Пирс. Лампа с бегущей волной, М., изд. Советское радио, 1952.

<sup>1)</sup> Пространственные биения связаны с присутствием слабых отраженных волн.