

## СКОРОСТНОЙ РЕЗОНАНС КАК МЕТОД СЕЛЕКТИВНОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЛН В ТВЕРДЫХ ТЕЛАХ

*В.Н.Анисимов, В.Ю.Баранов, О.Н.Деркач, А.М.Дыхне,  
Д.Д.Малюта, В.Д.Письменный, Б.П.Рысев, А.Ю.Себрант*

Теоретически показана и экспериментально опробована на примере волн испарения возможность избирательного возбуждения различных поверхностных волн в твердых телах при перемещении светового луча вдоль поверхности с "групповой" скоростью соответствующих возмущений.

1. Одним из механизмов возбуждения поверхностных волн различной природы является распад падающей на поверхность волны, при котором возбуждаемая волна является одним из продуктов распада. Этот процесс протекает как неустойчивость однородной и стационарной падающей волны. Амплитуда возбуждаемой волны нарастает при этом экспоненциально по мере ее распространения, что должно обеспечивать высокую эффективность возбуждения. Однако, при наличии нескольких каналов распада в таком процессе возбуждается лишь та волна, инкремент нарастания которой максимален при данной геометрии опыта, слабые же каналы оказываются подавленными.

Мы хотим предложить метод возбуждения поверхностных волн, свободный от указанного ограничения. Пусть для определенности накачкой служит электромагнитная волна. Если апертура пучка конечная, волны – продукты распада будут выноситься из освещенного накачкой участка поверхности с групповой скоростью. Это приведет к уменьшению инкремента неустойчивости или полному ее подавлению. Перемещая пучок по поверхности со скоростью  $u$ , соответствующей групповой скорости распространения определенных возмущений, мы будем сопровождать именно эти возмущения и способствовать их скорейшему нарастанию. Иными словами инкремент распада в данный канал как функция скорости перемещения луча будет иметь максимум при  $u_0$ . Таким образом можно избирательно стимулировать развитие относительно слабого канала и возбуждать в частности такие волны, которые в неподвижном луче не могут быть получены практически ни при каких интенсивностях падающего излучения.

Приведенные рассуждения носят общий характер и применимы к волнам любой природы.

Теория такого процесса была построена в <sup>1</sup> для распада света на поверхностный плазмон и поверхностный звук.

Мы изучим описанный скоростной резонанс на примере возбуждения светом испарительных периодических структур (см., например, <sup>2</sup>). Такой выбор позволяет продемонстрировать наличие оптимальной скорости сопровождения даже в том случае, когда возбуждаемая волна обладает нулевой скоростью распространения.

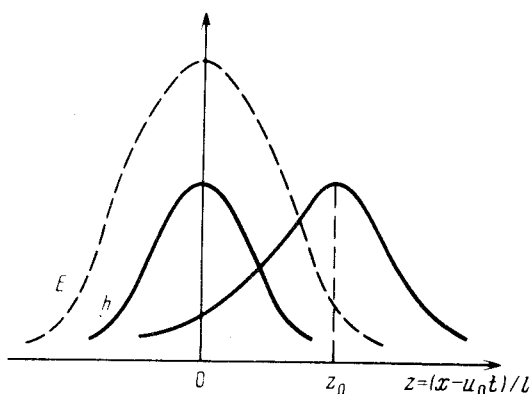


Рис. 1.  $z_0 = \text{arc th} \{(1 + \Gamma)^{-1}\}$ ; направление  $u_0$  совпадает с направлением распространения ПЭВ

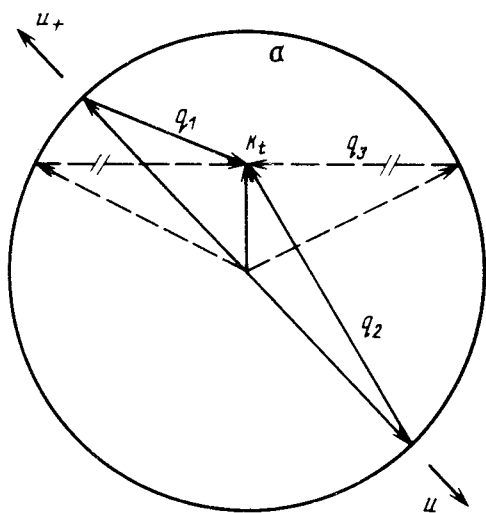


Рис. 2.  $a - k_t$  — проекция вектора отраженной волны,  $u_{\pm}$  — два противоположных направления перемещения пятна, пунктиром указана кинематика образования вырожденной решетки  $q_3$ ;  $b$  — рефлексы от решетки  $q_2$ ,  $\delta$  — рефлексы от решетки  $q_1$

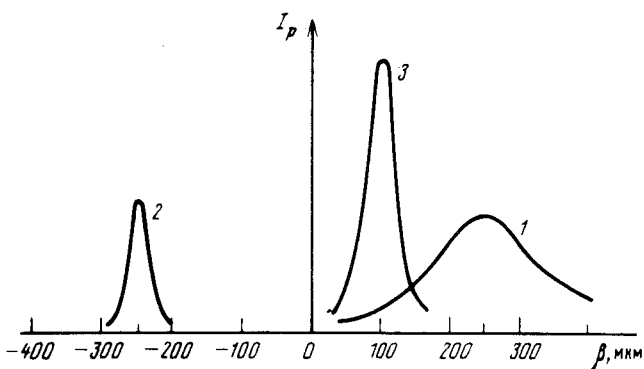
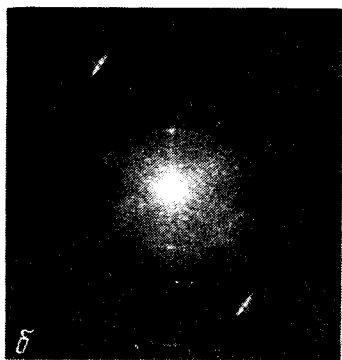


Рис. 3. 1, 3 —  $N = 15$ , 2 —  $N = 50$ , где  $N$  — число шагов, превышение которого ведет к появлению рефлексов выше первого порядка

2. Уравнения для медленных амплитуд поверхностной электромагнитной волны  $\epsilon(x, t)$  и "волны" рельефа поверхности  $h(x, t)$  имеют вид

$$\frac{\partial \epsilon}{\partial x} + \Gamma \epsilon = i b h^* E, \quad \frac{\partial h}{\partial t} = a \epsilon^* E. \quad (1)$$

Здесь  $E$  — поле падающей волны,  $a$  и  $b$  — константы, зависящие от свойств материала и кинематики процесса распада. Если падающая волна стационарна и однородна ( $E = \text{const}$ ), из

уравнений (1) следует дисперсионное уравнение

$$\omega = DI/(\Gamma - ik), \quad D = \frac{4\pi}{c} a^*b \quad (2)$$

$I$  — интенсивность падающей волны. Инкремент неустойчивости максимален при  $\Gamma = k$ , а групповая скорость при этом значении  $k$  равна

$$u = DI/2\Gamma^2. \quad (3)$$

При конечной апертуре падающей волны возмущения выносятся из зоны взаимодействия с этой скоростью. Если фокальное пятно перемещать с такой скоростью, инкремент примет свое максимальное значение. Явное выражение для инкремента при конечном движущемся пятне проще всего получить, если задать поле накачки в виде  $E = \sqrt{I}(\text{ch} \frac{x-ut}{l})$ . Уравнения (1) при этом точно решаются; зависимость инкремента от скорости сканирования имеет вид:  $\omega'' = \sqrt{2DIu} - (\Gamma + 1/l)u$ . Оптимальная скорость  $u_0 = DI/2(\Gamma + 1/l)^2$ . При  $l \rightarrow \infty$  эта скорость совпадает с групповой скоростью распространения возмущений (3).

Амплитуды при оптимальной скорости имеют вид, качественно изображенный на рис. 1 — только при этой скорости максимумы  $E$  и  $h$  совпадают.

3. Описанный выше скоростной резонанс экспериментально изучался например возбуждения испарительных решеток на тонкой органической пленке, покрывающей металлическую подложку. Нитроцеллюлозные пленки толщиной  $\sim 1$  мкм наносили на поверхность медного зеркала и облучали импульсами  $\text{CO}_2$ -лазера (5 мкс, 1 Дж/см<sup>2</sup>,  $p$  — поляризация) под разными углами падения  $\theta$ . Необратимый характер испарения пленки позволил сделать между отдельными импульсами паузы произвольной длительности. В течение этих пауз образец перемещали с помощью механического транслятора на варьируемый шаг смещения  $\beta$  (точность шага не хуже 5 мкм, диаметр фокального пятна  $\sim 1$  мм). Перемещение происходило по прямой, составляющей также варьируемый угол  $\varphi$  с плоскостью падения. Развитие решеток в ходе облучения фиксировалось по брэгговским рефлексам, получаемым с помощью He — Ne-лазера ( $\lambda = 0,63$  мкм).

4. Интенсивность облучения подбиралась таким образом, чтобы при неподвижном пятне при сколь угодно большом числе импульсов никаких решеток не возникало.

Для демонстрации избирательного возбуждения разных решеток меняли направление и шаг перемещения. На рис. 2, а изображена кинематическая схема, отвечающая закону сохранения двумерного импульса в процессах распада (нормальный импульс не сохраняется ввиду наличия поверхности раздела). На схеме учтены три канала распада, которые могут конкурировать, если направление перемещения пятна  $u_{\pm}$  совпадает с направлением распространения поверхностных электромагнитных волн (ПЭВ)  $K_{\text{ПЭВ}1}$  и  $K_{\text{ПЭВ}2}$ . Канал 3 отвечает распаду с образованием двух вырожденных решеток  $q_3$  и  $-q_3$ . На рис. 2, б и в изображены брэгговские рефлексы, соответствующие решеткам  $q_2$  и  $q_1$ . На рис. 3 приведены типичные зависимости интенсивности рефлексов, соответствующих трем решеткам от величины шага перемещения. В частности видна селективная смена каналов распада в зависимости от величины и направления скорости перемещения.

Представляется, что предложенный метод окажется эффективным для возбуждения поверхностных волн различной природы.

#### Литература

1. Дыхне А.М., Рысев Б.П. Тезисы докладов на VI Всесоюз. конф. по нерезонансному взаимодействию опич. излуч. с веществом. Паланга, сентябрь 1984, с. 434.
2. Баженов В.В., Бонч-Бруевич А.М., Либенсон М.Н. и др. Изв. АН СССР сер. физ., 1982, 46, 1186.

Поступила в редакцию

27 сентября 1985 г.