

О РАБОТЕ АКУСТООПТИЧЕСКОГО ДАТЧИКА ПРИ БОЛЬШИХ АМПЛИТУДАХ ЗВУКА

А.И. Стрелков¹, С.Е. Кальной¹, Т.А. Стрелкова², В.В. Карнаух³

(¹Харьковский университет Воздушных Сил им. И. Кожедуба,

²Украинская инженерно-педагогическая академия, Харьков, ³СКБ „Топаз”, Донецк)

В работе на основе корпускулярных представлений проанализировано влияние нелинейностей при дифракции света на ультразвуке большой интенсивности. Показано, что основной эффект оказывают процессы распада (слияния) фононов, в результате которых возникают звуковые волны с новыми волновыми векторами. Дифракция света на этих звуковых волнах приводит искажению спектра выходного сигнала акустооптического датчика. Проведен анализ некоторых процессов распада фононов и показано, что углы дифракции новых максимумов значительно, на десятки процентов, отличаются от исходных.

акустооптический датчик, амплитуда звука

Постановка проблемы и анализ литературы. В основе работы акустооптических (АО) датчиков лежит явление взаимодействия света (электромагнитной волны) со звуковыми волнами в среде. Это явление было предсказано Бриллюэном в 1921 г. [1], и экспериментально обнаружено в 1932 г. [2]. Результатом взаимодействия является дифракция света на звуковых волнах, что используется в АО датчиках для спектрального анализа сигналов. К настоящему времени разработаны методы, позволяющие с высокой точностью рассчитывать интенсивности и условия наблюдения дифракционных максимумов как первого, так и более высоких порядков [3, 4]. Необходимо отметить, что известные литературные данные наиболее подробно описывают дифракцию света на звуке малой амплитуды [5]. Однако в работе АО датчика могут возникать режимы прохождения звука большой интенсивности. Такая ситуация реализуется в случае одновременного анализа спектра нескольких звуковых сигналов существенно отличающихся по амплитуде. В этом случае возникают нелинейные эффекты, приводящие к искажению регистрируемого спектра и, в частности, к появлению дополнительных спектральных компонент, отсутствующих во входном сигнале. Это затрудняет определение частот входных сигналов по сложному отклику на выходе АО анализатора. Таким образом, задача о работе АО датчика при больших амплитудах звука представляет значительный интерес как с точки зрения физики наблюдаемых явлений, так и с точки зрения технических приложений.

Цель данной работы состоит в том, чтобы проанализировать возможные нелинейные явления, возникающие при больших звуковых амплитудах в АО датчике, предложить физические механизмы их реализации и оценить влияние этих эффектов на дифракцию света. Принципиально для подобного анализа возможны два подхода: волновой и корпускулярный. В данной работе основные результаты получены исходя из корпускулярных представлений о природе электромагнитных и звуковых волн.

Дифракция света на звуке. Качественное описание. Если рассматривать свет как падающую электромагнитную волну с длиной Λ , то ее дифракцию на звуке можно рассматривать как процесс рассеяния на неоднородностях, которые создает звуковая волна в среде. Период неоднородностей равен длине волны звука λ . В простейшем случае такую структуру можем считать „дифракционной решеткой” и тогда углы дифракции φ при нормальном (по отношению к звуковой волне) падении света могут быть найдены из соотношения

$$\lambda \cdot \sin \varphi = m\Lambda, \quad (m = \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots). \quad (1)$$

Для отчетливого наблюдения дифракции необходимо, чтобы длина волны звука λ была достаточно малой и сравнимой с длиной волны света Λ . По этой причине дифракция наблюдается только в ультразвуковом диапазоне.

С другой стороны электромагнитную волну можно рассматривать как поток квантов света – фотонов, с импульсом $\vec{P} = \hbar \vec{K}$, где \hbar – постоянная Планка; \vec{K} – волновой вектор света. Звуковую волну (особенно в ультра- и гиперзвуковом диапазоне) можно рассматривать как поток квантов звука – фононов, с импульсом $\vec{p} = \hbar \vec{k}$, где \vec{k} – волновой вектор звука. В этом случае дифракцию света можно объяснить [6] как результат неупругого рассеяния фотонов на акустических фононах (рис. 1). Сущность процесса состоит в том,

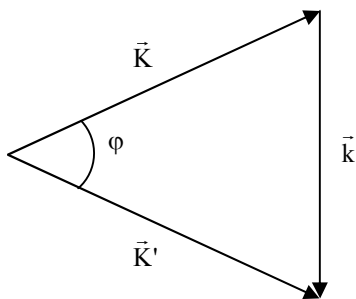


Рис. 1. Неупругое фотон – фононное рассеяние $\vec{K} + \vec{k} \rightarrow \vec{K}'$

что квант света \vec{K} при столкновении поглощает квант звука \vec{k} и при этом образуется новый световой квант \vec{K}' . В таком процессе должны выполняться законы сохранения энергии и импульса:

$$\hbar\Omega + \hbar\omega = \hbar\Omega'; \quad (2)$$

$$\vec{K} + \vec{k} = \vec{K}', \quad (3)$$

где Ω и ω – циклические частоты света и звука соответственно. Аналогично происходят неупругие процессы, сопровождающиеся излучением фонона.

Учитывая, что скорость звука u значительно меньше скорости света c ($u \ll c$), можно показать, что законы сохранения (2) и (3) удовле-

творяются при условии $\omega \ll \Omega$, $K \approx K'$. Последнее означает, что в случае неупругого рассеяния на кванте звука частота и величина волнового вектора фотона практически не меняются. Тогда, как видно из рис. 1,

$$k = 2K \sin \frac{\varphi}{2}. \quad (4)$$

Учитывая соотношения $k = 2\pi/\lambda$; $K = 2\pi/\Lambda$, видно, что (4) является полным аналогом (1) при малых углах дифракции φ и $m = 1$. Дифракцию во втором порядке ($m = 2$) можно объяснить неупругим рассеянием фотона с поглощением (излучением) двух фононов.

В корпускулярной модели легко объясняется непосредственное влияние интенсивности звука на дифракцию. Увеличение интенсивности звука в среде означает увеличение плотности акустических фононов. При этом возрастает частота процессов поглощения (излучения) фононов и количество квантов света \bar{K}' рассеянных под углами дифракции, определяемыми соотношениями (1) и (4). Таким образом, при больших амплитудах звука исходные дифракционные максимумы становятся более интенсивными.

3-х фононные процессы. Качественно иным может быть влияние интенсивности звука на дифракцию, если учесть ангармонический характер колебаний в среде при больших амплитудах звука. В корпускулярном подходе это приводит к тому, что газ фононов перестает быть идеальным (что неудивительно, поскольку возрастает плотность фононов) и необходимо учитывать взаимодействие между ними. Как известно (см., например, [6]), простейшим типом фонон-фононного взаимодействия являются, так называемые, 3-х фононные процессы: распад одного фонона на два других фонона и обратный процесс – слияние двух фононов в один. В этом случае, как и ранее, должны выполняться законы сохранения энергии и импульса. Для процесса распада они имеют вид:

$$\omega = \omega_1 + \omega_2; \quad (5)$$

$$\vec{k} = \vec{k}_1 + \vec{k}_2. \quad (6)$$

Таким образом, ангармонизм колебаний в звуковой волне приводит к генерации звуковых волн с новыми волновыми векторами \vec{k}_1 , \vec{k}_2 и, следовательно, с новыми длинами волн λ_1 , λ_2 . На этих звуковых волнах будет происходить дифракция падающего света, но, согласно (1) и (4), под другими дифракционными углами φ . Таким образом, на фоне исходных дифракционных максимумов должны появиться новые дифракционные максимумы, что сильно усложняет спектральный анализ. Как будет показано ниже, изменение волнового вектора и длины волны звука может быть весьма значительным (на десятки процентов) и допол-

нительные максимумы дифракции будут сильно смещены по отношению к исходным, которые наблюдались при малых амплитудах звука. Это обстоятельство дает принципиальную возможность разделить исходные и дополнительные дифракционные компоненты.

Учет законов дисперсии фононов. Для протекания 3-х фононных процессов необходимо, чтобы одновременно выполнялись оба закона сохранения (5) и (6). Это требование существенно ограничивает возможные типы распадов (слияний) фононов. Определяющим здесь является закон дисперсии, т.е. зависимость частоты фонона от его волнового вектора $\omega = \omega(\alpha, \vec{k})$, где параметр α указывает поляризацию фонона. В твердых телах существует три звуковые моды: продольная $\alpha = \ell$ и две поперечные $\alpha = t_1, t_2$. В длинноволновом приближении закон дисперсии является практически линейным

$$\omega(\alpha, \vec{k}) = u(\alpha) \cdot k. \quad (7)$$

При этом скорости звуковых мод $u(\alpha)$ обычно удовлетворяют соотношению

$$u(\ell) > u(t_1) > u(t_2). \quad (8)$$

Истинный закон дисперсии даже при малых k несколько отличается от (7). У продольных фононов, как правило, $\omega(\ell, k) < u(\ell) \cdot k$. Можно показать, что в этом случае одновременное выполнение законов сохранения (5) и (6) для процессов распада (слияния) с участием только продольных фононов невозможно. Т.е., невозможны процессы $\ell \rightarrow \ell + \ell$ и $\ell + \ell \rightarrow \ell$. Для поперечных фононов в некоторых направлениях закон дисперсии обладает свойством $\omega(t, \vec{k}) > u(t) \cdot k$. В этом случае возможно одновременное выполнение законов сохранения и, следовательно, для этих направлений разрешены процессы $t \rightarrow t + t$ и $t + t \rightarrow t$. Если же в процессах распада (слияния) одновременно участвуют как продольные, так и поперечные фононы двух типов, то выполнение законов сохранения (5) и (6) сильно облегчается. В этом случае достаточно ограничиться линейным приближением закона дисперсии (7). Как показывает анализ [6], разрешенными являются следующие процессы распада: $\ell \rightarrow t + t$, $\ell \rightarrow \ell + t$, $t_1 \rightarrow t_2 + \ell$. Отметим, что в той же мере разрешены и обратные процессы – процессы слияния фононов.

Также отметим, что анизотропия закона дисперсии $\omega(\vec{k})$ облегчает выполнение законов сохранения и, тем самым, частично снимает запреты на процессы распада (слияния) фононов.

Численные оценки процессов распада фононов. Проведем оценки некоторых, на наш взгляд, наиболее вероятных процессов распада в линейном и изотропном приближении закона дисперсии (7).

1. $\ell \rightarrow t + t$. В одномерном случае законы сохранения энергии и импульса (5) и (6) имеют вид (рис. 2):

$$k = k_1 - k_2; \quad u(\ell)k = u(t)k_1 + u(t)k_2.$$

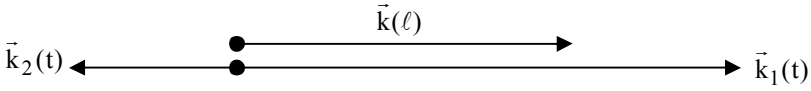


Рис. 2. Распад фонона $\ell \rightarrow t + t$

Решение системы дает:

$$k_1 = \frac{k}{2} \left(\frac{u(\ell)}{u(t)} + 1 \right); \quad k_2 = \frac{k}{2} \left(\frac{u(\ell)}{u(t)} - 1 \right).$$

Отношение скорости продольного звука к скорости поперечного звука для различных твердых тел меняется в незначительных пределах (см. (10)). Используя в качестве оценки $\frac{u(\ell)}{u(t)} = 1,7$, имеем $k_1 = 1,35 k$ и

$k_2 = 0,35 k$. Видно, что волновые векторы (а значит, и длины волн) фононов, появившихся в результате распада, значительно отличаются от волнового вектора (и длины волны) исходного звука.

При дифракции света на фононах угол дифракции φ , согласно (4), определяется соотношением

$$\varphi \approx 2 \sin \frac{\varphi}{2} = \frac{k}{K}. \quad (9)$$

Тогда углы дифракции света на фононах, которые генерируются в рассмотренном процессе, составляют: $\varphi_1 = 1,35 \varphi$ и $\varphi_2 = 0,35 \varphi$. Т.о., дополнительные дифракционные максимумы, накладывающиеся на исходную дифракционную картину, будут четко разделены, что дает возможность для анализа.

2. $\ell \rightarrow t + \ell$. В одномерном случае законы сохранения имеют вид (рис. 3):

$$k = k_1 - k_2; \quad u(\ell)k = u(t)k_1 + u(\ell)k_2.$$

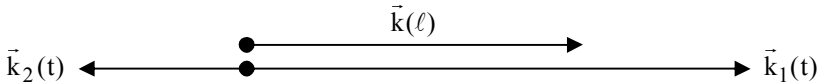


Рис. 3. Распад фонона $\ell \rightarrow t + \ell$

Отсюда:

$$k_1 = 2k \frac{u(\ell)}{u(t)} \left/ \left(\frac{u(\ell)}{u(t)} + 1 \right) \right.; \quad k_2 = k \left(\frac{u(\ell)}{u(t)} - 1 \right) \left/ \left(\frac{u(\ell)}{u(t)} + 1 \right) \right..$$

При $\frac{u(\ell)}{u(t)} = 1,7$, имеем: $k_1 = 1,26 k$ и $k_2 = 0,26 k$. Для углов дифракции, согласно (9), получаем: $\varphi_1 = 1,26 \varphi$ и $\varphi_2 = 0,26 \varphi$. Как и в первом случае, новые углы дифракции значительно отличаются от исходных.

3. $t_1 \rightarrow \ell + t_2$. Для одномерного случая законы сохранения дают (рис. 4):

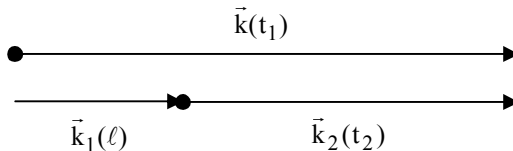


Рис. 4. Распад фонона $t_1 \rightarrow \ell + t_2$

$$\text{Отсюда } k_1 = k \left(\frac{u(t_1)}{u(t_2)} - 1 \right) \Big/ \left(\frac{u(\ell)}{u(t_2)} - 1 \right); \quad k_2 = k \left(\frac{u(\ell)}{u(t_2)} - \frac{u(t_1)}{u(t_2)} \right) \Big/ \left(\frac{u(\ell)}{u(t_2)} - 1 \right).$$

При $\frac{u(\ell)}{u(t)} = 1,7$ и $\frac{u(t_1)}{u(t_2)} = 1,07$ (см. (10), (11)) имеем $k_1 = 0,106 k$ и $k_2 = 0,894 k$, что для углов дифракции дает $\varphi_1 = 0,106 \varphi$ и $\varphi_2 = 0,894 \varphi$.

Оценки скоростей звука в изотропной среде.

1. В приближении изотропной среды скорости звука определяются соотношениями [6]:

$$u(\ell) = \sqrt{E/\rho}; \quad u(t) = \sqrt{G/\rho},$$

где ρ – плотность среды, E – модуль Юнга, G – модуль сдвига. Упругие модули среды связаны через коэффициент Пуассона μ соотношением

$$G = \frac{E}{2(1+\mu)}.$$

Тогда для отношения скоростей продольного и поперечного звука

$$\frac{u(l)}{u(t)} = \sqrt{\frac{E}{G}} = \sqrt{2(1+\mu)}.$$

Как известно, коэффициент Пуассона для различных сред меняется в узком диапазоне $0,3 < \mu < 0,5$. Отсюда, отношение скоростей звука для различных сред лежит в еще более узком диапазоне

$$1,61 < \frac{u(\ell)}{u(t)} < 1,73. \quad (10)$$

2. В модели изотропной среды с двумя поперечными модами звука можем записать

$$\frac{u(t_1)}{u(t_2)} = \sqrt{\frac{G_1}{G_2}} = \sqrt{\frac{1+\mu_2}{1+\mu_1}}.$$

Пусть $u(t_1) > u(t_2)$ (см. (8)), тогда для численной оценки возьмем $\mu_1 = 0,3$, $\mu_2 = 0,5$.

В этом случае для соотношения поперечных скоростей звука имеем оценку

$$1 < \frac{u(t_1)}{u(t_2)} < 1,07. \quad (11)$$

Выводы. В работе проведен анализ дифракции света на ультразвуке большой интенсивности. Показано, что основным нелинейным эффектом, влияющим на дифракцию, являются процессы распада (слияния) фононов, в результате которых возникают звуковые волны с новыми волновыми векторами (новыми длинами волн). В процессе дифракции света на этих звуковых волнах появляются спектральные компоненты, частоты и амплитуды которых зависят от амплитуды входного звукового сигнала. Проведенный анализ некоторых процессов распада фононов дал возможность получить численные оценки волновых векторов и углов дифракции для возникающих спектральных компонент. Показано, что углы дифракции новых максимумов значительно, на десятки процентов, отличаются от исходных. Последнее обстоятельство дает возможность идентификации спектра входного сигнала с учетом сложной структуры сигнала на выходе АО анализатора спектра.

ЛИТЕРАТУРА

1. Brillouin L., *Ann. de Physique* 17, 103, 1921.
2. Debye P., Sears F.W., *Proc. Nat. Acad. Sci. USA* 18, 409, 1932.
3. Lucas R., Biquard P., *Phys J. Radium* 3, 464, 1932.
4. Гуляев Ю.В., Проклов В.В., Швердин П.И. Дифракция света на звуке в твердых телах // *Успехи физ. наук.* – 1978. – Т. 124. – Вып. 1. – С. 61.
5. Зильберман Г.Е., Сидоров И.Н., Купченко Л.Ф. К теории дифракции света на ультразвуке // *Радиотехника и электроника.* – 1982. – Т. 27. – №2. – С. 241-247.
6. *Оптическая обработка радиосигналов в реальном времени / Под ред. С.В. Кулакова.* – М.: Радио и связь, 1989. – 136 с.
7. Косевич А.М. *Физическая механика реальных кристаллов.* – К.: Наук. думка, 1981. – 328 с.

Поступила 12.01.2006

Рецензент: доктор технических наук, профессор В.И. Карпенко,
Харьковский университет Воздушных Сил им. И. Кожедуба.