

Рассмотрим случай, когда сигнал субгармоники представляет собой импульс с длительностью τ_c . Если длительность τ_c близка к величине $\tau_{c1} = \frac{N_1 l_0}{u_c}$ и выполнены условия максимального отбора энергии из волны накачки (см. рис. 1), то импульс субгармоники должен получить дополнительное усиление по сравнению с величиной 1,3. Это усиление связано с тем, что импульс отбирает энергию накачки, двигаясь вдоль всей длины усилителя. Величина дополнительного усиления, которую можно трактовать как формирование гигантского импульса субгармоники, составила в нашем случае величину 1,6. Поле накачки на выходе системы оказывается подавленным практически до нуля в области $\tau = \frac{N l_0}{u_c}$ на рис. 2, а. При длительностях τ_c , больших или меньших τ_{c1} , наблюдается лишь частичное подавление поля накачки, соответственно дополнительное усиление оказывается меньше, чем 1,6. Одновременно с увеличением импульса субгармоники происходит его обострение (рис. 2, в).

Этот эффект связан с преимущественным усилением переднего фронта импульса, распространяющегося в области больших амплитуд накачки. Выбором специальной формы переднего фронта импульса можно получить, по-видимому, эффективное сужение гигантского импульса.

Авторы признательны А. П. Сухорукову и А. С. Чиркину за полезную дискуссию.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ахманов С. А., Сухоруков А. П., Хохлов Р. В., Чиркин А. С. Письма в ЖЭТФ, 7, 237, 1968.
2. Ахманов С. А., Сухоруков А. П., Хохлов Р. В., Чиркин А. С. Тезисы доклада на IV Всесоюзном симпозиуме по нелинейной оптике. Киев, 1968.
3. Басов Н. Г., Амбарцумян Р. В., Зуев В. С., Крюков П. Г., Летохов В. С. ЖЭТФ, 50, 23, 1966.
4. Maier M., Kaiser W., Giordmaine J. The report at the International Summer School of Physics. «Enrico Fermi». Varenna, 1967.
5. Горшков А. С., Марченко В. Ф. «Изв. вузов», радиофизика, 10, 825, 1967.

Поступила в редакцию
28.3 1969 г.

Кафедра
радиотехники

УДК 548.7

А. В. КОЛПАКОВ

ПРИНЦИП ДИНАМИЧЕСКОГО ОБМЕНА В ТЕОРИИ ДИФРАКЦИИ РЕНТГЕНОВСКИХ ЛУЧЕЙ

Принцип динамического обмена энергией между дифракционными пучками рентгеновского излучения в кристаллах был впервые сформулирован Дарвином [1], а затем развит Эвальдом [2] и Лауэ [3].

В настоящей работе на основании модели нелокального взаимодействия дифракционных пучков дается формулировка принципа динамического обмена, сводящая любую дифракционную задачу к решению некоторой системы связанных дифференциальных уравнений.

Дифракционное поле в кристалле может быть найдено из решения уравнений Максвелла

$$\operatorname{rot} \vec{H} \frac{1}{c} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}, \quad \operatorname{div} \vec{D} = 4\pi\rho, \quad (1)$$

$$\operatorname{rot} \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}, \quad \operatorname{div} \vec{H} = 0,$$

к которым должны быть присоединены граничные условия. Полагая, что поле в кристалле чисто поперечное, из (1) получаем

$$\nabla^2 \vec{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{D}}{\partial t^2} = 0. \quad (2)$$

Поскольку неравенство $2\pi(\varepsilon_{i,j} + \varepsilon_{j,i}) \ll \sqrt{\varepsilon_{i,i}\varepsilon_{j,j}}$ всегда имеет место, то приближенно можно написать

$$W \simeq \sum_{i=1}^n (|\vec{A}_i|^2 + |\vec{A}_i^*|^2),$$

откуда и следует, что процессы, описываемые комплексно-сопряженными амплитудами $\vec{A}$ и $\vec{A}^*$, можно считать независимыми. Тогда матрицу Φ коэффициентов системы (7) можно представить в виде

$$\Phi = \begin{bmatrix} \Phi_1 & 0 \\ 0 & \Phi_2 \end{bmatrix},$$

где $\Phi_1 = \|\Phi_{i,j}\|$, при $i, j = 1, 2, \dots, n$; $\Phi_2 = \|\Phi_{i,j}\|$ при $i, j = |n+1|, |n+2|, |n+3|, \dots, 2n$. В свою очередь $\Phi_{i,j} = ik \frac{\chi_{i,j}}{2}$, а $\Phi_{i,i} = ik \left(1 + \frac{\chi_{i,i}}{2}\right)$. Отсюда получаем систему линейных дифференциальных уравнений, определяющих амплитуды $\vec{A}$;

$$\frac{d\vec{A}}{dz} = \Phi_1 \vec{A}. \quad (8)$$

Аналогичная система может быть выписана для комплексно-сопряженных амплитуд $\vec{A}^*$.

Система уравнений (8) является выражением принципа динамического обмена при одновременной дифракции нескольких пучков рентгеновского излучения в кристаллах.

Для решения системы (8) в каждом конкретном случае должны быть установлены граничные условия.

Формулировка принципа динамического обмена в виде системы связанных дифференциальных уравнений может оказаться наиболее полезной при решении дифракционных задач в структурах, где диэлектрическая проницаемость произвольным образом зависит от координат.

Автор благодарит Р. Н. Кузьмина за полезное обсуждение работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Darwin C. G. Phil. Mag., 27, 675, 1914.
2. Ewald P. P. Ann. Phys. Lpz., 54, 519, 1917.
3. Von Laue M. Ergebn. exakt. Naturwiss, 10, 133, 1931.

Поступила в редакцию
16.5 1969 г.

Кафедра
физики твердого тела

УДК 538.214

В. Б. БРАГИНСКИЙ, Н. Б. БРАНДТ, В. И. ОСИКА

МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ ИНТЕГРАЛЬНОЙ МАГНИТНОЙ ВЯЗКОСТИ ДИА- И ПАРАМАГНЕТИКОВ

Крутильный маятник на тонкой кварцевой нити, помещенный в вакуум, обладает весьма малым затуханием. Время релаксации маятника, имеющего период τ_0 колебаний несколько секунд, порядка 10^5 сек и более. Если на тонкой кварцевой нити подвесить исследуемый образец из непроводящего вещества и измерять время механической релаксации такого маятника при наличии постоянного магнитного поля H , то можно наблюдать увеличение затухания, связанное с запаздыванием вектора намагниченности $M = \chi V H$, вызванного комплексностью магнитной восприимчивости χ .

Уравнение, описывающее колебания образца при наличии магнитного поля перпендикулярного нити, имеет вид

$$\ddot{\varphi} + 2\delta_0 \dot{\varphi} + \omega_0^2 \varphi = - \frac{\chi V H^2}{I} \alpha, \quad (1)$$