

НЕКОГЕРЕНТНОЕ ОТРАЖЕНИЕ СВЕТА МЕТАЛЛОМ

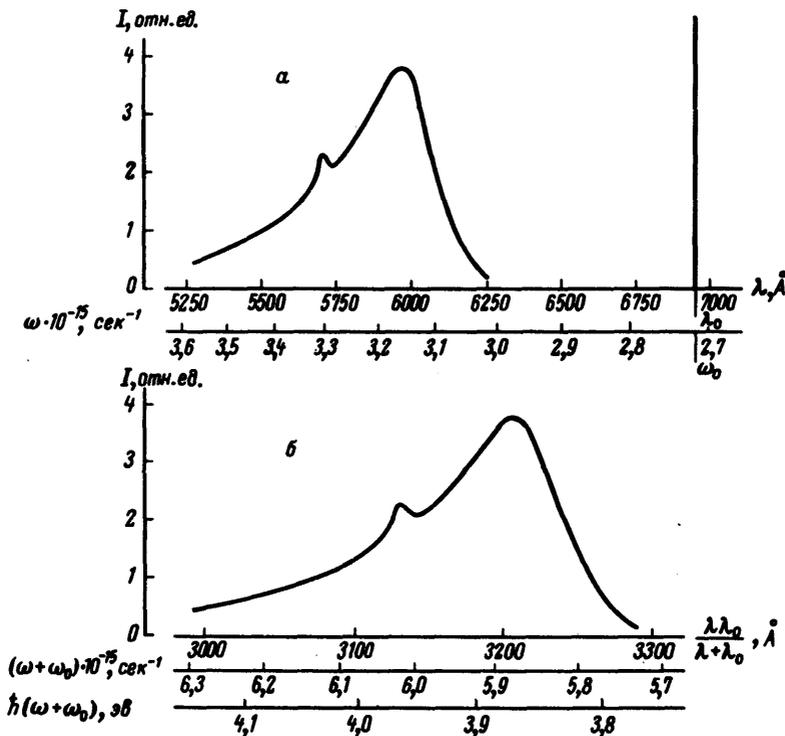
Н.И.Митина, В.Г.Падалка, Е.Н.Степанов

В металлах, как и в плазме, существуют флуктуации плотности свободных электронов, связанные с наличием флуктуационных ленгмюровских колебаний и поверхностных волн. Вследствие нелинейного взаимодействия падающей волны и флуктуаций плотности электронов при отражении электромагнитной волны от поверхности металла должно возникать излучение с комбинированными частотами $\omega_{1,2} = |\omega_0 \pm \omega_L|$ и $\omega'_{1,2} = |\omega_0 \pm \omega_S|$, где ω_0 – частота падающей волны, ω_L и ω_S – частоты ленгмюровских и поверхностных колебаний [1, 2]. При $\omega_0 \sim \omega_L$ величина коэффициента некогерентного отражения

$R \sim \delta \Sigma \sim \frac{\hbar n e^4}{m \cdot 3 c^5}$, где $\delta \sim c / \omega_L$ – глубина скин-слоя, Σ – сечение неко-

герентного рассеяния, n — плотность свободных электронов, m^* — их эффективная масса. Для хороших металлов $R \sim 10^{-12}$, что доступно для наблюдения.

Нами обнаружено комбинационное рассеяние света при отражении его от поверхности серебра, соответствующее частотам $\omega_2 = \omega_L - \omega_0$ и $\omega_2' = \omega_S - \omega_0$. Использовалась пластина серебра чистотой более 99,99%, механически отполированная и затем подвергнутая отжигу в вакууме $1 \cdot 10^{-5}$ тор при температуре 500°C в течение трех часов. Источником излучения был рубиновый лазер ГОР — 100 ($\lambda_0 = 6943 \text{ \AA}$) с энергией импульса излучения $\sim 30 \text{ Дж}$. Излучение, генерируемое лазером, направлялось под углом близким к нормали, на образец серебра. Падающий на образец пучок света дополнительно не фокусировался для предотвращения разрушения поверхности металла. Излучение, отраженное от поверхности под углами, близкими к 90°, фокусировалось на щель спектрографа ИСП-28 и регистрировалось пленкой РФ-3; аппаратная ширина в области наблюдаемых комбинационных частот была существенно меньше ширины регистрируемых спектральных распределений. Для получения фотометрируемых почернений пленки величина энергии падающего на образец излучения должна была превышать $\sim 1 \text{ кДж}$.



Спектральное распределение интенсивности рассеянного излучения представлено на рисунке *a*. Наблюдаются два максимума при длинах волн $\lambda = 5975 \text{ \AA}$ и $\lambda = 5700 \text{ \AA}$, что соответствует частотам $\omega = 3,16 \cdot 10^{15} \text{ сек}^{-1}$ и $3,31 \cdot 10^{15} \text{ сек}^{-1}$. Наблюдаемое распределение интенсивности $I(\omega)$ является суммой спектральных распределений излучений на частотах $\omega_L - \omega_0$ и $\omega_S - \omega_0$; вследствие того, что полуширина $I(\omega)$ сравнима с регистрируемым расстоянием между мак-

симулами, значение частоты $\omega_L - \omega_0$ несколько выше, а частоты $\omega_S - \omega_0$ — ниже частот экспериментально регистрируемых максимумов $I(\omega)$.

Частота ленгмюровских колебаний ω_L определяется из дисперсионного уравнения $\epsilon(\omega) = \epsilon_0(\omega) + \epsilon_{CB}(\omega) = 0$, где $\epsilon_0(\omega)$ — диэлектрическая проницаемость решетки, $\epsilon_{CB}(\omega) = -\omega_p^2/\omega^2$ — вклад свободных электронов в диэлектрическую проницаемость, $\omega_p = (4\pi ne^2/m^*)^{1/2}$ — плазменная частота. Частота поверхностных волн ω_S определяется из уравнения $\epsilon(\omega) + 1 = 0$. Таким образом, $\omega_L = \omega_p/\sqrt{\epsilon_0(\omega_L)}$ и $\omega_S = \omega_p/\sqrt{\epsilon_0(\omega_S) + 1}$.

Зависимость интенсивности рассеянного излучения от величин $\lambda\lambda_0/(\lambda + \lambda_0)$, $(\omega + \omega_0)$ и $\hbar(\omega + \omega_0)$ показана на рисунке 6; кривая имеет максимум при частотах $\omega + \omega_0 = \omega_S \approx 5,88 \cdot 10^{15} \text{ сек}^{-1}$ и $\omega_L \approx 6,02 \cdot 10^{15} \text{ сек}^{-1}$.

Для серебра $\omega_p \approx 1,39 \cdot 10^{16} \text{ сек}^{-1}$ [3]; частоты ω_L и ω_S лежат в области длинноволнового края квантового поглощения, где функция $\epsilon_0(\omega)$ велика. Согласно данным [4], $\epsilon_0(\omega_L) \approx \epsilon_0(\omega_S) \approx 6$, и $\omega_L = \omega_p/\sqrt{\epsilon_0} \approx 5,7 \cdot 10^{15} \text{ сек}^{-1}$, $(\omega_L - \omega_S)/\omega_L \approx 7 \cdot 10^{-2}$. Экспериментально наблюдаемые величины достаточно близки к этим расчетным значениям.

Полученное значение $\hbar\omega_L \approx 3,96 \text{ эв}$ хорошо согласуется с результатами измерений характеристических потерь энергии электронов в серебре. Эти данные лежат в интервале от 3,9 до 4,6 эв [5–7]. Экспериментальные данные по трансформации плазменных колебаний в электромагнитное излучение [8] также дают близкое значение $\hbar\omega_L = 3,75 \text{ эв}$.

Как показывают результаты экспериментов, падающая волна взаимодействует с поверхностными колебаниями более эффективно, чем с ленгмюровскими.

Обнаруженный эффект некогерентного рассеяния света может быть использован для исследования спектров элементарных возбуждений электронов в металлах.

Физико-технический институт
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию
5 января 1970 г.
После переработки
16 марта 1970 г.

Литература

- [1] И.А.Ахиезер. ЖТФ, 33, 935, 1963.
- [2] Н.Л.Кочаренко, А.М.Федорченко. ЖТФ, 39, 42, 1969.
- [3] В.Г.Падалка, И.Н.Шкляревский. Оптика и спектроскопия, 11, 527, 1961.
- [4] В.К.Милославский, Р.Г.Яровая. Оптика и спектроскопия, 21, 708, 1966.
- [5] J.C.Turnbull, H.E.Farnsworth. Phys. Rev., 54, 509, 1938.
- [6] E.Rudberg. Proc. Roy. Soc., A127, 111, 1930; Phys. Rev., 50, 138, 1936.
- [7] W.Kleinn. Optik, 11, 226, 1954.
- [8] W.Steinmann. Phys. Rev. Lett., 5, 470, 1960.