

($\lambda = 6328 \text{ \AA}$). Методика эксперимента и установка описаны в [1]. Установлено, что при отклонении угла падения на образец второго луча относительно первого всего на величину $\Delta \varepsilon \sim 10'$ интерференционный поток исчезал полностью, а в пределах указанного интервала он осциллирует с периодом $\sim 3'$, качественно повторяя зависимость (5). Количественные оценки ($d_s \sim \frac{1}{\alpha} = 170 \text{ \AA}$, $S_{an} \sim 1 \text{ мм}^2$) по соотношению (5) вполне удовлетворяют эксперименту. В заключение подчеркнем, что обсуждаемые здесь интерференционные полосы являются электромагнитным аналогом полос Роуэлла-Андерсона, наблюдаемых при эффекте Джозефсона в сверхпроводниках [4].

Авторы благодарны проф. Н.А. Арманду за полезное обсуждение, стимулировавшее появление данной работы.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Сидоренко В.В., Толмачев В.В. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. В. 21. С. 34-37.
- [2] Сидоренков В.В., Толмачев В.В. // Письма в ЖТФ. 1990. Т. 16. В. 3. С. 20-25.
- [3] Стрэттон Дж.А. Теория электромагнетизма. М.-Л.: ГИТТЛ, 1948. 539 с.
- [4] Бароне А., Патерно Дж. Эффект Джозефсона. М.: Мир, 1984. 639 с.

Московский государственный
технический университет
имени Н.Э. Баумана

Поступило в Редакцию
26 февраля 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 20

26 октября 1990 г.

02

© 1990

СВЕРХИЗЛУЧЕНИЕ ПРОТЯЖЕННОГО СЛОЯ ВОЗБУЖДЕННЫХ КЛАССИЧЕСКИХ ОСЦИЛЛЯТОРОВ

Н.С. Г и н з б у р г, А.С. С е р г е е в

Когерентное индуцированное излучение пространственно-локализованных ансамблей неизохронных осцилляторов (классический аналог эффекта сверхизлучения Дике [1]) в последнее время привлекает все более растущий интерес как для электронных [2-7], так и акустических систем [8, 9]. Однако к настоящему времени эти эффекты исследованы преимущественно [5-9] только для ансамблей

осцилляторов с размерами, малыми в масштабе длины волны излучения. Цель настоящего сообщения указать метод анализа и привести основные характеристики сверхизлучения слоев классических осцилляторов конечной ширины.

Предположим для определенности, что неизохронными осцилляторами являются электроны, вращающиеся в однородном магнитном поле $H = H_0 \vec{z}_0$ и образующие слой, безграничный в x, y -направлениях и имеющий ширину b в z -направлении. Пусть в начальный момент электроны обладают одинаковым поперечным импульсом $p_{10} = m\gamma v_{10}$ и равномерно (с точностью до малых флуктуаций) распределены по фазам циклотронного вращения. Поступательная скорость у электронов отсутствует.¹ Поле излучения будем считать циркулярно-поляризованным. Движение частиц в таком поле опишется уравнениями

$$\frac{d p_+}{d t} - i \omega_H p_+ = -e E_+(\vec{z}, t), \quad (1)$$

где $p_+ = p_x + i p_y$ - поперечный импульс электронов, $E_+ = E_x + i E_y$, $\omega_H = e H_0 / m c \gamma$ - релятивистская гиро-частота, $\gamma = \sqrt{1 + |p_+|^2 / m^2 c^2}$.

Для поля излучения имеем волновое уравнение

$$\frac{\partial^2 E_+}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E_+}{\partial t^2} = \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial j_+}{\partial t}, \quad (2)$$

где $j_+ = -\rho_0 \langle v_+ \rangle$ - плотность электронного тока ($v_+ = v_x + i v_y$), ρ_0 - невозмущенная плотность заряда слоя, $\langle \dots \rangle$ - знак усреднения по начальным фазам циклотронного вращения. Вынужденное решение уравнения (2) дается соотношением

$$E_+ = -\frac{2\pi}{c} \int_{z-ct}^{z+ct} j_+(\vec{z}', t - \frac{|\vec{z}-\vec{z}'|}{c}) d\vec{z}'. \quad (3)$$

Предположим теперь, что излучаемое поле представляет собой достаточно узкий спектральный пакет, сосредоточенный вблизи циклотронной частоты. Такое поле может быть представлено в виде $E_+ = A(\vec{z}, t) e^{i\omega_0 t}$, где $A(\vec{z}, t)$ - медленно меняющаяся амплитуда, ω_0 - несущая частота, в качестве которой удобно выбрать нерелятивистскую гиро-частоту: $\omega_0 = \omega_{H_0} = e H_0 / m c$. Соответственно записывая поперечный импульс электронов в виде $p_+ = \hat{p} e^{i\omega_{H_0} t}$ и считая для простоты электроны слабореляти-

¹ В случае, если электронный слой движется как целое вдоль магнитного поля, задача сводится к рассматриваемой ниже переходом в сопровождающую систему отсчета [6].

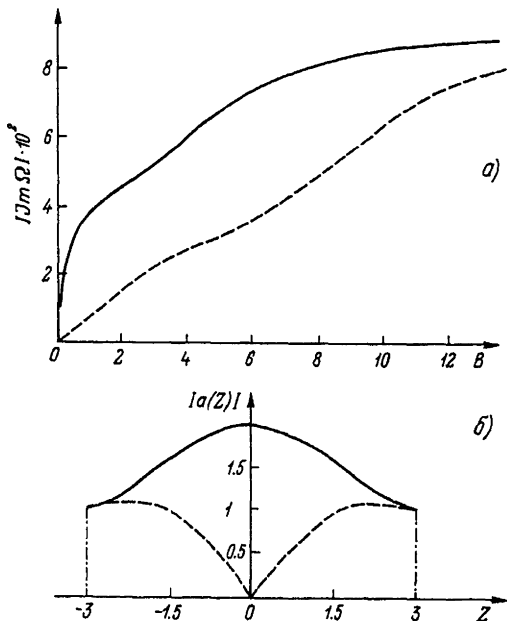


Рис. 1. а - зависимость инкрементов основной симметричной (сплошная линия) и первой антисимметричной (пунктир) мод от ширины слоя; б - пространственные структуры этих мод, $I = 0.1$, $\mu = 0.1$.

вистскими $\gamma \approx 1 + |\rho_+|^2 / 2m^2 c^2$, приведем систему уравнений (1), (3) к виду²

$$\frac{dP}{dz} + i\mu|P|^2 P = -\alpha, \quad P|_{r=0} = e^{i\theta_0}, \quad \theta_0 \in (0, 2\pi), \quad (4)$$

$$\alpha = I \int_{z-z}^{z+z} f(z') \langle P(z', z - |z - z'|) \rangle e^{-i|z - z'|} dz'. \quad (5)$$

²В такой форме уравнения (4), (5) носят достаточно универсальный характер и описывают сверхизлучение в слоях классических осцилляторов различной физической природы (ср. с [5-9]). С другой стороны, если заменить уравнение (4) на уравнение Блоха [1], то развитый подход позволяет исследовать сверхизлучение слоя, состоящего из инвертированных квантовых осцилляторов.

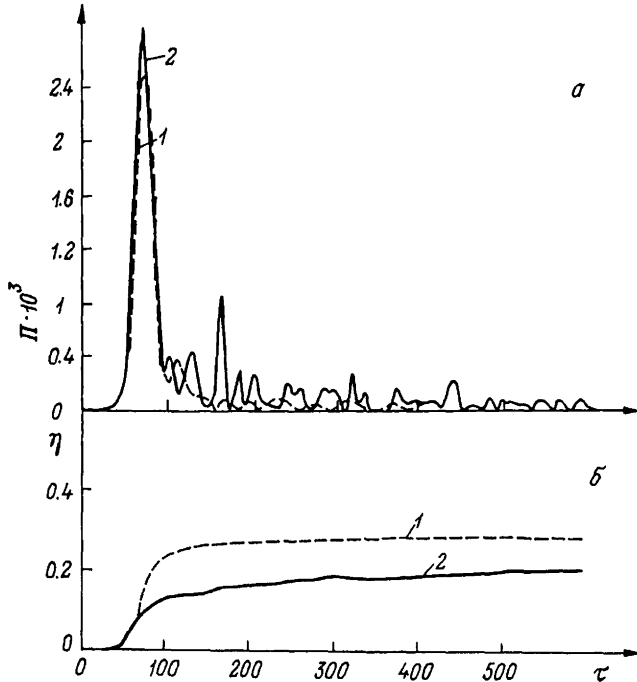


Рис. 2. Зависимость от времени мощности излучения и суммарного электронного КПД. 1 - $B=6$, 2 - $B=12$, $I=0.1$, $\mu=0.1$.

Здесь использованы следующие безразмерные переменные: $\tau = \omega_{H0} t$, $Z = \omega_{H0} / c z$, $P = \hat{p} / P_{10}$, $\alpha = eA / m \omega_{H0} v_{10}$, $I = \omega_p^2 / 2 \omega_{H0}^2$, $\omega_p^2 = 4\pi e \rho_0 / m$, $\mu = v_{10}^2 / 2c^2$ - параметр неизохронности, $f(Z)$ - функция, описывающая продольное распределение плотности слоя.

В предельном случае тонкого в масштабе длины волны излучения слоя $f(Z) = B \delta(Z)$ ($B = \omega_{H0} / c b$, $\delta(Z)$ - дельта-функция) из (5) получаем $\alpha = IB \langle \hat{p} \rangle$. Это соотношение в совокупности с уравнениями движения (4) описывает сверхизлучение тонкого слоя, исследованного ранее в работах [5-7]. Ниже основное внимание уделяется исследованию протяженных слоев с равномерным распределением плотности частиц вдоль слоя: $f(Z) = const$.

В приближении малого сигнала уравнения движения линеаризуются и могут быть преобразованы к виду

$$\frac{d^2 j}{d\tau^2} = \frac{da}{d\tau} - i\mu a, \quad \langle P \rangle = j e^{i\mu\tau}. \quad (6)$$

Представляя решения (5), (6) в виде $a = \tilde{a}(Z) e^{i\Omega\tau}$, $j = \tilde{j}(Z) e^{i\Omega\tau}$, приходим к характеристическому уравнению, определяющему про-

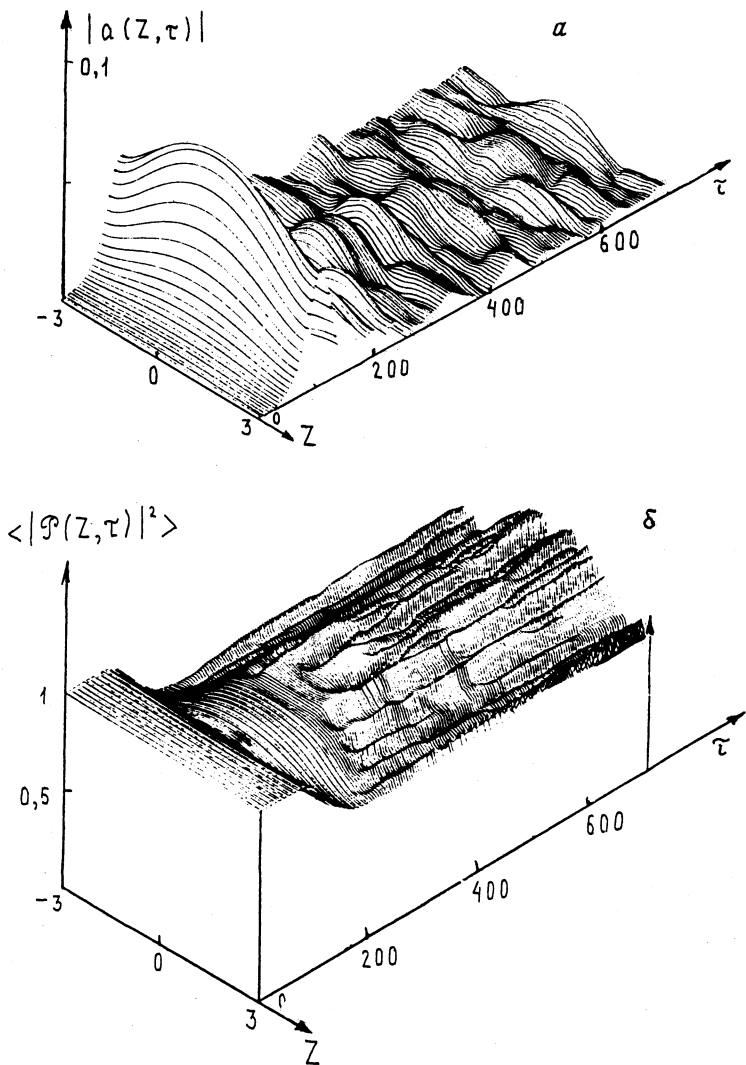


Рис. 3. Временная эволюция распределения вдоль слоя (а) амплитуды электрического поля излучения, (б) среднего квадрата вращательного импульса электронов; $B=6$, $I=0.1$, $\mu=0.1$.

пространственные структуры и частоту Ω собственных мод системы:

$$e^{2ik_i B} = \left(\frac{k_i + k_e}{k_i - k_e} \right)^2, \quad (7)$$

где $k_e = \mu - \Omega - 1$, $k_i = (k_e^2 + 2\alpha k_e)^{1/2}$ - безразмерные волновые числа вне и внутри слоя, $\alpha = I(\Omega - \mu) / \Omega^2$. Зависимость инкрементов $|\text{Im}\Omega|$ основной симметричной и первой антисимметричной мод от ширины слоя представлена на рис. 1, а. Рис. 1, б иллюстрирует пространственную структуру этих мод.

Нелинейная стадия сверхизлучательной неустойчивости исследовалась путем численного моделирования уравнений (4), (5). Зависимость от времени нормированной мощности излучения $\Pi = |a|^2|_{z=\pm B/2}$

и суммарного электронного КПД: $\eta = 1 - \frac{1}{B} \int_{-B/2}^{B/2} \langle |\mathcal{P}|^2 \rangle dz$ показаны на рис. 2.

Сравнение кривых 1 и 2 на этом рисунке показывает, что пиковая мощность и длительность импульса сверхизлучения увеличивается по мере роста толщины слоя.

На рис. 3 показан процесс формирования пространственной структуры основной симметричной моды на начальной линейной стадии излучения ($\tau < 60$) и усложнение (стохастизация) этой структуры на нелинейной стадии ($\tau > 60$). Рис. 3, б характеризует изменение среднего квадрата поперечного импульса электронов $\langle |\mathcal{P}(z)|^2 \rangle$ вдоль слоя, то есть степень снятия инверсии, которая в среднем выше на краях слоя, чем в центре.

Проведем в заключение численную оценку пиковой мощности циклотронного сверхизлучения и длительности импульса. Пусть напряженность магнитного поля $H_0 = 100$ кэ, частота излучения $\omega = 1.9 \cdot 10^{12}$ с $^{-1}$ (длина волны $\lambda \approx 1$ мм), плотность электронов $n_0 = 2 \cdot 10^{14}$ см $^{-3}$ ($\omega_p = 8 \cdot 10^{11}$ с $^{-1}$), вращательная скорость электронов $U_{\perp 0} = 0.45$ с. Эти значения параметров системы соответствуют: $I = 0.1$, $\mu = 0.1$. Из рис. 2, а для приведенной пиковой мощности излучения при ширине слоя $B \approx 2\lambda$ ($B=12$) получим $\Pi \approx 2.8 \cdot 10^{-3}$. В размерных величинах мощность, излучаемая с одного квадратного сантиметра поверхности слоя, составит ~ 1.4 ГВт. Длительность импульса сверхизлучения на уровне от пиковой мощности порядка $\sim 1.5 \cdot 10^{-11}$ с. Заметим, что мощность сверхизлучения можно существенно увеличить и сдвинуть частоту в коротковолновую часть спектра, если придать электронно-му слою поступательную скорость, близкую к скорости света [6].

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Железняков В.В., Кочаровский В.В., Кочаровский Вл.В. // УФН. 1989. Т. 159. № 2. С. 194-260.
- [2] Железняков В.В., Кочаровский В.В., Кочаровский Вл.В. // Изв. вузов. Радиофизика. 1986. Т. 29. № 9. С. 1095-1116.
- [3] Vanifacio R., Maroli C., Piovella N. // Opt. Comm. 1988. V. 68. N 5. P. 369-373.

- [4] Гинзбург Н.С. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. № 5. С. 440-444.
- [5] Ильинский Ю.А., Маслова Н.С. // ЖЭТФ. 1988. Т. 94. № 1. С. 171-174.
- [6] Гинзбург Н.С., Зотова И.В. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. № 4. С. 83-87.
- [7] Вайнштейн Л.А., Клеев А.И. Лекции по электронике СВЧ и радиофизике. 8 школа-семинар инженеров. Кн. 1, Саратов: СГУ, 1989. С. 25.
- [8] Кобелев Ю.А., Островский Л.А., Соустова И.А. // Изв. вузов. Радиофизика. 1986. Т. 24. № 9. С. 1129-1135.
- [9] Бендицкая Л.М., Кобелев Ю.А., Островский Л.А., Соустова И.А. // Акустический журнал. 1988. Т. 34. № 4. С. 593-597.

Поступило в Редакцию
1 июня 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 20

26 октября 1990 г.

07; 12

© 1990

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОТЕРЬ В ПЛАНАРНЫХ
ОПТИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДАХ С ВЫСОКИМ
КОЭФФИЦИЕНТОМ ПОГЛОЩЕНИЯ
МЕТОДОМ ЭЛЛИПСОМЕТРИИ

П.М. Ж и т к о в, А.С. С м а л ь

Оптические волноводы с поглощающими слоями служат основой для создания ряда устройств интегральной оптики (ИО), в частности, планарных поляризаторов [1], при разработке которых требуется определять коэффициенты затухания волноводных мод, составляющие величину 10^2-10^3 дБ/см. Традиционные методы определения потерь в волноводах, такие, как метод двух призм, фотометрирование трека, метод скальвания [2] позволяют уверенно определять потери в диапазоне от 10^{-1} до 10^2 дБ/см. В работе [3] для определения потерь предложено измерять угловую ширину резонансного провала в коэффициенте отражения при возбуждении волноводной моды с помощью призмы, однако при этом необходимо знать толщину слоя связи. В настоящей работе показано, что если в последнем способе при возбуждении моды проводить эллипсометрические измерения, то можно определять потери, превышающие 10^2 дБ/см, при этом толщину слоя связи определять не требуется.