

Таким образом, в двулучепреломляющих кристаллах оказывается возможным еще один тип параметрического трехволнового взаимодействия – формирование медленных когерентных оптических солитонов, „светового” и „темнового”, параметрически связанных с фононным ансамблем. При значительных исходных интенсивностях взаимодействующих сигналов скорость распространения этих солитонов меньше скорости гиперзвуковых волн в среде, а область локализации может достигать нескольких миллиметров, что при „выключении” акустической связи соответствует пикосекундному диапазону. Рассмотренное явление открывает новые возможности в области модуляции света и оптической обработки информации, например, при построении буферных каскадов оптоволоконных запоминающих устройств и в устройствах ввода и временного уплотнения высокоскоростных цифровых оптических систем сбора и передачи данных.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] С у х о р у к о в А.П. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1987. Т. 51. С. 1361.
- [2] Б у р л а к Г.Н., К о ц а р е н к о Н.Я. // Письма в ЖТФ. 1984. Т. 10. С. 674.
- [3] У и з е м Дж. Линейные и нелинейные волны. М.: Мир, 1977. 622 с.

Ленинградский политехнический
институт им. М.И. Калинина

Поступило в Редакцию
20 июня 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 18
04; 07; 12

26 сентября 1989 г.

ПЛЕНОЧНЫЙ ИОННЫЙ СПЕКТРОМЕТР ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЙ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ

В.А. П о д в я з н и к о в, А.М. П р о х о р о в,
В.К. Ч е в о к и н

Лазерная плазма является интенсивным источником как электромагнитного, так и корпускулярного излучений. Разработка методов диагностики лазерной плазмы является задачей весьма актуальной.

Одной из задач экспериментального исследования динамики лазерной плазмы является получение наиболее точных данных об энергетических спектрах заряженных частиц, что и является причиной непрерывного развития методов корпускулярной (в первую очередь ионной) диагностики. Наиболее информативным методом диагностики лазерной плазмы является метод электронно-оптической диагностики, основанный на использовании электронно-оптических преобразовате-

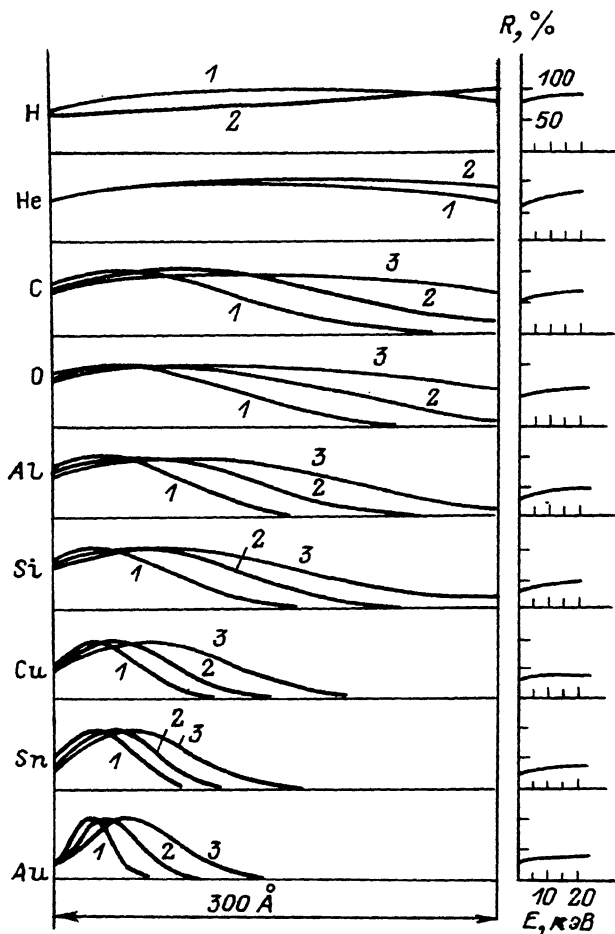


Рис. 1. Глубины проникновения ионов различных элементов в золото, полученные по результатам работы [1]: 1 - ионы с энергией 5 кэВ, 2 - ионы с энергией 10 кэВ, 3 - ионы с энергией 20 кэВ.

лей, в которых при попадании корпускулярного или электромагнитного излучения на фотокатод происходит процесс генерации фотоэлектронов и последующий их временной анализ.

Известно, что прохождение электромагнитного излучения в веществе подчиняется хорошо известному закону Бутера. В то же время заряженные частицы, в частности ионы, проникают в вещество лишь на определенную глубину, где они теряют энергию в результате столкновений. Эта глубина характеризуется определенным значением, называемым средним проективным пробегом, (R_{PR}), и среднеквадратичным разбросом (DR_{PR}). На рис. 1 показаны глубины проникновения различных ионов с энергией 5–20 кэВ в

золото, полученные по результатам работы [1]. Справа в процентах указаны потери энергии ионов на неупругие соударения, приводящие в конечном итоге к образованию вторичных электронов. Из рис. 1 видно, что для элементов с $Z > 30$ почти половина энергии иона тратится на неупругие столкновения, а после увеличения массы иона глубина его проникновения уменьшается.

На основании анализа зависимости глубины проникновения ионов в вещество от их кинетической энергии нами предложена следующая схема ионного спектрометра. Поскольку глубина проникновения ионов увеличивается с ростом их энергии, то через достаточно толстую пленку вещества смогут пройти только те ионы, которые имели первоначально самую большую кинетическую энергию, а для остальных ионов, имеющих меньшую энергию, пленка такой толщины является непрозрачным фильтром. Если измерить зависимость потока прошедших ионов от толщины пленки, то можно восстановить энергетический спектр регистрируемых ионов. Для измерения ионных потоков нами предлагается использовать явление ионно-электронной эмиссии, а толщину зависимость снимать одновременно в нескольких параллельных каналах. Вследствие того, что основной вклад в эмиссию вносят медленные вторичные электроны с максимальной глубиной выхода α_m , при выборе минимальной толщины пленки $x_{min} \approx \alpha_m$ ионно-электронный выход каждого фильтра $I_e^{(x)} \sim E \frac{dN(E(x))}{dt} \times j(E(x))$ будет определяться числом ионов с энергией E , прошедших слой вещества толщиной X . Таким образом, для каждого фильтра эмиссионный ток можно представить в виде:

$$I_e(x_n) = I_i \cdot \int_0^{\infty} f(E) \cdot j(E, x_n) \left[1 - \int_0^{x_n} \alpha(E, x) dx \right] dE. \quad (1)$$

Здесь x_n — толщина пленочного фильтра, I_i — суммарный ионный поток на входе спектрометра, $j(E, x_n)$ — коэффициент ионно-электронной эмиссии, вызываемой ионами с начальной энергией E , которые прошли слой вещества x_n , $\alpha(E, x)$ — распределение поглощенных ионов по глубине, $f(E)$ — искомый спектр ионов. Решая совместно несколько уравнений (1), можно рассчитать распределения $f(E)$ и параметр E в известном распределении $\alpha(E, x)$. Вид зависимости $\alpha(E, x)$ варьируется путем соответствующего выбора материала фильтров и их толщины с целью формирования более узких спектральных каналов под определенный вид регистрируемых ионов.

Пространственное распределение имплантированных ионов хорошо аппроксимируется распределением Пирсона [1], которое в свою очередь во многих случаях можно заменить функцией Гаусса с максимумом, равным среднему проективному пробегу, и полушириной, соответствующей среднеквадратичному разбросу имплантированных ионов.

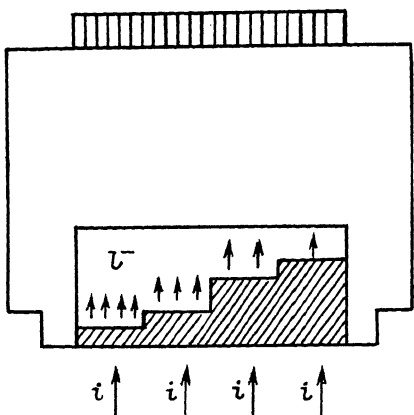


Рис. 2. Схема ионного спектрометра.

Определим энергию среза E_n пленочного фильтра толщиной x_n как значение кинетической энергии проходящих ионов, когда фильтр проходит 10% их начального количества, т.е. когда коэффициент пропускания составляет

$$T(E_n, x_n) = 1 - \int_0^{x_n} \alpha(E_n, x_n) dx = 0.1. \quad (2)$$

Так, для Au -фильтров толщиной $x_1 = 100 \text{ \AA}$ и $x_2 = 900 \text{ \AA}$ энергии среза ионов Al^+ составляют $E_1 \approx 3 \text{ кэВ}$ и $E_2 \approx 100 \text{ кэВ}$ соответственно. Вклад ионов E_1 в сигнал от ионов E_2 будет, согласно (1):

$$\frac{\Gamma(E_1, x_2)}{\Gamma(E_2, x_2)} = \frac{f_1 \cdot j_1}{f_2 \cdot j_2} \cdot \frac{T(E_1, x_2)}{T(E_2, x_2)} \leq 10 \cdot \frac{f_1}{f_2} \cdot T(E_1, x_2). \quad (3)$$

В силу экспоненциальной зависимости $\alpha(E, x)$ от толщины пленки, этот вклад будет менее 5% для ряда толщин фильтров $x_n = x_1 \cdot 2^{n-1}$ вплоть до соотношения спектральных компонент ионов $f_n / f_{n+1} \approx 10^2$. Энергию среза каждого фильтра можно оценить исходя из значений среднего проективного пробега ионов и среднеквадратичного разброса глубины проникновения: $x_n \approx RPR(E_n) + DRPR(E_n)$, где физическая толщина фильтра $l_n = x_n + d$, т.е. при расчетах необходимо вычитать среднюю глубину выхода вторичных электронов.

Предлагаемая схема ионного спектрометра (см. рис. 2) обладает тем преимуществом, что позволяет осуществлять регистрацию ионов с анализом их энергии в очень широком диапазоне вплоть от сотен эВ до десятков мэВ, который определяется выбором толщин пленочных фильтров.

Проверка принципов, заложенных в работу пленочного ионного спектрометра, проводилась в экспериментах по регистрации ионных потоков из лазерной плазмы с помощью ионного ЭОП [2]. Был изготовлен щелевой Au -фотокатод шириной 100 мкм и высотой 8 мм, половину которого составляла пленка золота толщиной 200 \AA , а вторую половину – толщиной 1000 \AA . Подложка из нитроцеллюлозы, на которую первоначально наносился фотокатод, удалялась методом термической обработки. Фотокатод устанавливался в ионный ЭОП и напряжение на нем составляло 5 кВ, т.е. регистрируемые ионы имели энергию 5 кэВ. В эксперименте использовалась алюминиевая мишень. ЭОП работал в режиме щелевой развертки. Эксперимент показал, что там, где толщина фотокатода составляла 200 \AA , ионный

сигнал был зарегистрирован, и в то же время там, где толщина фотокатода была 1000 А, ионный сигнал отсутствовал. Таким образом, полученные результаты свидетельствуют о том, что заложенные в работу пленочного ионного спектрометра принципы реализуются в эксперименте.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Буренков А.Ф., Комаров Ф.Ф., Кумахов Н.А., Таикин М.М. Пространственные распределения энергии, выделенной в каскадах атомных столкновений в твердых телах. М.: Энергоатомиздат, 1985. 248 с.
- [2] Дашевский Б.Е., Подвизников В.А., Прохиндеев А.В., Прохоров А.М., Чевокин В.К. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. В. 16. С. 1454-1457.

Институт общей физики
АН СССР, Москва

Поступило в Редакцию
7 июля 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 18
09

26 сентября 1989 г.

СТОХАСТИЧЕСКОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ МОД В ЭЛЕКТРОННО-ВОЛНОВОЙ АВТОКОЛЕБАТЕЛЬНОЙ СИСТЕМЕ С ДВУМЯ КАНАЛАМИ ОБРАТНОЙ СВЯЗИ

Б.П. Ефимов, К.А. Лукин, В.А. Ракитянский,
В.П. Шестопалов

Известно, что в динамических системах переход к хаосу может происходить через разрушение квазипериодических движений. В радиофизике эта проблема исследовалась на примере автоколебательных систем типа связанных генераторов с сосредоточенными параметрами и инерционной нелинейностью [1]. В распределенных автоколебательных системах электронно-волнового типа под режимом динамического хаоса обычно понимается стохастическая автомодуляция колебаний, спектр которых локализован в окрестности несущей частоты. В этом случае исследование сценариев перехода к хаосу проводится в фазовом пространстве огибающей сигнала. Разрушение квазипериодических автомодуляционных колебаний в лампе обратной волны изучалось в [2], где, в частности, показано, что переход к хаосу по указанному сценарию происходит при больших значениях параметра неравномерности (превышение рабочего тока над стартовым $I_0/I_{сг}$) ~ 30 , что обусловлено необходимостью создания условий для сильной перегруппировки электронов в поле синхронной волны.