

10; 12

ПРИМЕНЕНИЕ РАСПРЕДЕЛЕННОЙ МЕЛКОДИСПЕРСНОЙ
МИШЕНИ ДЛЯ АНАЛИЗА СТРУКТУРЫ
ЭЛЕКТРОННОГО ПОТОКА

О.И. Л у к ш а, О.Ю. Ц ы б и н

Способы выявления структуры потоков зарядов, основанные на регистрации столкновительных излучений, возникающих на распределенной мишени, получили новое развитие путем использования твердотельных малых частиц (МЧ) размером $\sim 10^2-10^4$ нм [1-3]. Среди различных объектов, образующих мишени, МЧ занимают промежуточное положение между атомными частицами и макрообъектами, например, зондами, фольгами, пеллетами ([4-5] и др.). Эта особенность придает использованию МЧ ряд достоинств. Возможно, в частности, слабозмущающая диагностика электронных потоков (ЭП) при выполнении условия $d \ll L$ (где d - размер МЧ, L - глубина проникновения электронов в вещество мишени) [3], что может быть выполнено в широком интервале энергий электронов, превышающих ~ 1 кэВ.

Недостаток сведений о физических процессах, происходящих при столкновениях электронов или ионов со свободными МЧ, не позволяет рассчитать точные характеристики их применения для проведения измерений ЭП в широком круге параметров: энергии, тока, длительности, площади поперечного сечения и т.д. Экспериментальные исследования необходимы для выявления возможностей диагностики, решения вопросов выбора вещества МЧ, их размера, способа формирования мишени.

В данной работе проведены измерения пространственного распределения двух различных ЭП (ЭП-1 и ЭП-2).

Поток ЭП-1 был получен с помощью дискового импрегнированного катода диаметром 9 мм. Плотность тока ЭП-1, распространяющегося в однородном магнитном поле 0.1-0.2 Тл, в непрерывном режиме составляла 0.01-0.1 А см⁻², напряжение ускорения 2...10 кВ. Поток ЭП-2 был сформирован с помощью типичной магнетронно-инжекторной пушки, установленной в краевом поле сверхпроводящего соленоида. Поперечную структуру ЭП-2 определяли в центре соленоида при $B \approx 3$ Тл; при этом коэффициент перемagnичивания (B/B_K), где B_K - значение магнитного поля на катоде пушки, составлял 20-25, полная энергия пучка соответствовала напряжению 10-20 кВ, плотность тока была 1-10 А см⁻², длительность импульса 50-250 мкс. Экспериментальные приборы подвергались непрерывной откачке до давления $\sim 10^{-7}$ Тор.

Формирование мишеней путем введения ультрамелкодисперсных порошков в газовую струю [1-2] требует высокопроизводительных насосов для последующего отделения газа, позволяет получать лишь

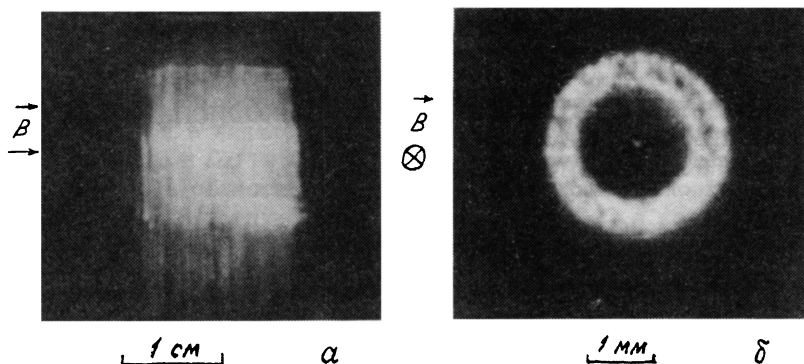


Рис. 1. Фотографии оптических изображений мишеней из МЧ в электронных потоках ЭП-1 (а) и ЭП-2 (б).

зондирующие потоки малого поперечного сечения. Эти потоки содержат большое количество адсорбированного на МЧ газа, ухудшающего вакуумные условия в области измерений. В данной работе для расширения возможностей диагностики распределенная мишень формировалась путем осыпания частиц из порошка люминофора $ZnS:Ag$, помещенного в вакууме на сетку инжектора и обезгаженного перед измерениями. Микроскопические вибрации сетки с помощью электромагнитного устройства [3] позволяли создавать в заданном интервале времени длительностью около одной секунды распределенную мишень в виде свободно падающих в вакууме МЧ, средний размер которых составлял 5–8 мкм. В отличие от [1–2] в данных условиях испарение самих МЧ и десорбция атомов с них не были существенными.

При создании мишеней наблюдались яркие изображения пучков в голубой части спектра, выделяемые светофильтрами на фоне интенсивной засветки от катода, нагретого до температуры $1200\text{--}1500^\circ\text{C}$. На рис. 1, а, б приведены фотографии изображений ЭП-1 и ЭП-2, на рис. 2, а, б – статистически усредненные зависимости $I(r)$, полученные фотометрированием негативов снимков на микрофотометре ИФО-451.

Измерения позволили выявить положения границ ЭП, пространственные неоднородности их структуры. В ЭП-1 в соответствии с особенностями его формирования яркость свечения мишени из МЧ спадала от оси по радиусу (рис. 1, а, 2, а). Контрольные измерения ЭП-1, произведенные без МЧ по свечению в остаточном газе при повышении давления до 10^{-4} Тор и увеличении выдержки фотографирования в $\sim 10^3$ раз, подтвердили эти результаты.

Распределение $I(r)$ для ЭП-2 (рис. 1, б, 2, б) качественно подобно распределению плотности заряда в самосогласованной модели равновесия трубчатого ЭП с винтовыми траекториями частиц в магнитном поле [6].

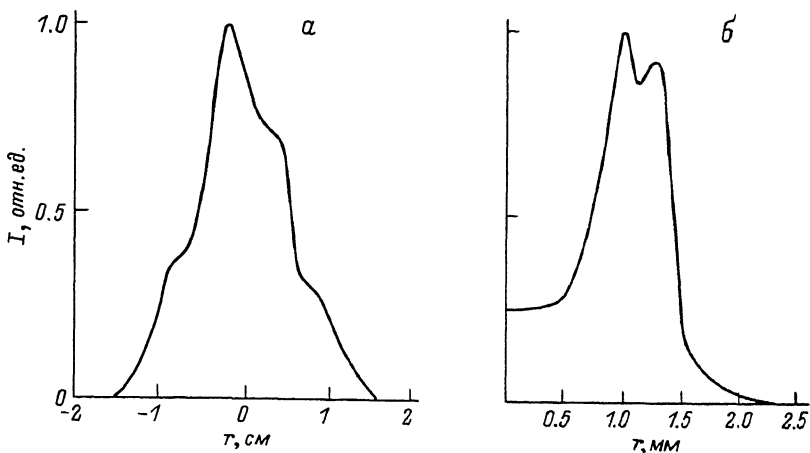


Рис. 2. Зависимости $I(r)$ для ЭП-1 (а) и ЭП-2 (б), полученные фотометрированием изображений, приведенных на рис. 1, а, б.

Анализ показал, что одним из ограничений применения МЧ люминофоров может быть температурное гашение люминесценции при нарушении условия

$$j \cdot \tau < 2 \cdot 10^{-8} \cdot T_0 \cdot \frac{E}{\ln(4,5 \cdot E)}, \quad (1)$$

где энергия пучка $E \lesssim 100$ кэВ, T_0 – граничная температура, j , $A \cdot cm^{-2}$ и τ , с – соответственно плотность тока и длительность ЭП. Приближенное условие (1) получено на основании закона Бете в пренебрежении эффектами излучения тепла с поверхности МЧ, каналированием электронов в объеме МЧ и т.д.

Условие (1) может выполняться как для ЭП микросекундной длительности при напряжениях 10^4 В и плотности тока $\sim 1 A \cdot cm^{-2}$, так и для короткоимпульсных РЭП. Если условие (1) не выполняется, диагностика возможна, например, в инфракрасной или рентгеновской частях спектра.

Процессы взаимодействия электронов со свободными МЧ в вакууме сложны и мало изучены, однако полученные результаты свидетельствуют о широких возможностях применения распределенных мелкодисперсных мишеней для диагностики электронных потоков.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Габович М.Д., Коваленко В.П., Назаренко О.К., Пацьора С.К. // Письма в ЖТФ. 1979. Т. 5. № 10. С. 581-583.
- [2] Попов С.Г. Физика и технология сверхтонких внутренних мишеней в накопительных кольцах. Препринт НИЯФ СОАН СССР 89-52, Новосибирск, 1989. 15 с.

- [3] Архипов А.В., Лукша О.И., Толкачев В.Б., Цыбин О.Ю. Способ формирования мишени для диагностики пучков заряженных частиц. А.с. № 1475470, Б.И. № 15, 1989.
- [4] Соминский Г.Г. В кн.: Проблемы физической электроники, Л.: ЛИЯФ АН СССР, 1987. С. 96-121.
- [5] Москалев В.А., Сергеев Г.И., Шестаков В.Г. Измерение параметров пучков заряженных частиц, М.: Атомиздат, 1980. 156 с.
- [6] Uhm H.S., Namkung W., Choe J.Y., Aures V. // Phys. Rev. A: Gen. Phys. 1988. V. 37. N 1. P. 178-188.

Ленинградский политехнический институт им. М.И. Калинина

Поступило в Редакцию
22 сентября 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 23

12 декабря 1989 г.

06.3

ФОТОИНДУЦИРОВАННАЯ ГЕНЕРАЦИЯ ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ В γ -ОБЛУЧЕННЫХ ВОЛОКОННЫХ СВЕТОВОДАХ

Е.В. Анойкин, Е.М. Дианов,
П.Г. Казанский, В.О. Соколов,
Д.Ю. Степанов, В.Б. Сулимов

Центросимметричность аморфной структуры стекла запрещает существование в нем оптической нелинейности второго порядка. Поэтому большой интерес проявляется к исследованию эффективной фотоиндуцированной генерации второй гармоники (ГВГ) в оптическом волокне на основе плавленого кварца [1-3]. Этот эффект связывают с наличием центров окраски в кварцевом волокне, причем наибольшая эффективность преобразования достигнута в волокнах, легированных германием и фосфором [4].

В настоящей работе впервые исследовано влияние радиационного воздействия на эффективность фотоиндуцированной ГВГ в кварцевом волокне.

Исследовались одномодовые (на длине волны 1.064 мкм) волокна различного состава (табл. 1), облученные γ -лучами дозой 10^6 рад. В режиме записи в волокно длиной 10 см вводилось одновременно излучение от Nd:YAG лазера ($\lambda = 1.064$ мкм) с модуляцией добротности, длительностью импульса 50 нс и частотой повторения 10 Гц и затравочное излучение ($\lambda = 0.532$ мкм), получаемое после удвоителя из ниобата лития. Мощность накачки в волокне составляла ≈ 1 кВт, а мощность затравочного излуче-