

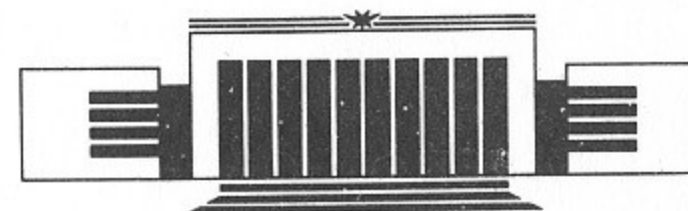


ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

Б.А. Князев, П.И. Мельников, В.В. Чикунов

**ИЗМЕРЕНИЕ НАПРЯЖЕННОСТИ  
ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ  
В МЕГАВОЛЬТНОМ ВАКУУМНОМ ДИОДЕ  
МЕТОДОМ АКТИВНОЙ  
ШТАРКОВСКОЙ СПЕКТРОСКОПИИ**

ПРЕПРИНТ 90-148



НОВОСИБИРСК

# Измерение напряженности электрического поля в мегавольтном вакуумном диоде методом активной штарковской спектроскопии

Б.А. Князев, П.И. Мельников, В.В. Чикунов

## АННОТАЦИЯ

Приведены результаты измерений локальных значений напряженности электрического поля в зависимости от времени в высоковольтном вакуумном диоде в процессе генерации мощного электронного пучка. В экспериментах, проведенных на 100-килоджоульном ускорителе У-1, напряжение на диоде достигало 0.9 МВ, а ток пучка 55 кА, при длительности импульса 4.4 мкс. Расстояние между графитовыми катодом ( $\varnothing 18$  см) и анодом составляло 6 см. Величина поля определялась по величине штарковского расщепления спектральной линии флуоресценции атомов лития, которые инжектировались в область между электродами и возбуждались внешним резонансным лазерным излучением, и составляла 160–260 кВ/см в центре промежутка. Результаты экспериментов позволили реконструировать движение эмиссионных границ катодной и анодной плазм.

## Electric Field Strength Measuring in a Megavolt Vacuum Diode Using Active Stark Spectroscopy

B.A. Knyazev, P.I. Melnikov, V.V. Chikunov

## ABSTRACT

A diagnostic system for studying the phenomena in high voltage diodes of high-power accelerators using a combined technique of a atomic beam probing and laser-induced fluorescence spectroscopy (SLIFAB method) has been developed. At the U1-device the Li beam ( $n < 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ ) produced pulsed laser evaporation of the remote lithium target passes through the diode gap with a velocity of  $10^{-6} \text{ cm/s}$ . Simultaneously, a 1 MV, 5  $\mu\text{sec}$ . high voltage pulse is applied to the gap. Observation of lithium atoms LIF or of spontaneous fluorescence permits one to study diode processes. The SLIFAB technique was used for measuring the time dependence of the local electric field strength in the diode. Two resonant dye laser beams excited "cascade" levels of Li atoms (2S-2P-4D): 670 nm (Oxazine-17), 460 nm (Coumarin-1). The hydrogenium-like level of the Li atom with the principle quantum number  $n = 4$  is strongly splitted by the linear Stark effect. The value of the electric field was inferred from the shift of the splitted components in the fluorescence spectrum. The experimental results have permitted to reconstruct expansion of the emission boundaries of the anode and cathode plasmas.

© Институт ядерной физики СО АН СССР

Высоковольтные вакуумные диоды самой различной конфигурации широко используются в последнее время для генерации мощных импульсных электронных и ионных пучков [1]. В качестве самых мощных устройств подобного рода можно назвать ионный ускоритель РВФА-II [2] (магнито-изолированный диод, 200-килоджоульный пучок протонов длительностью около 30 наносекунд), электронный ускоритель ГАММА [3] (магнитоизолированный диод, трубчатый пучок,  $E = 140$  кДж,  $\tau = 1.5$  мкс), а также 140–200 килоджоульные генераторы сплошного пучка с продольным ведущим магнитным полем длительностью 5–10 микросекунд У-1, У-2, У-3 [4]. В микросекундных устройствах с квазиплоской геометрией диода и взрывной эмиссией длительность импульса, как правило, ограничивается временем замыкания диода распространяющейся от электродов плазмой. Кроме того, плотность тока во всех устройствах зависит от реального расстояния между эмиссионными границами катодной и анодной плазм. Характерная скорость замыкания промежутка лежит в пределах (1–10) см/мкс вне зависимости от типа и геометрии диода (см., например, [5–7]). Обычно, в экспериментах динамика этой скорости в течение импульса либо определялась по движению светящейся границы плазмы, либо вычислялась по вольт-амперным характеристикам. В некоторых случаях, однако, когда в промежутке образуется сложное распределение пространственного заряда, может представлять интерес измерение пространственного распределения напряженности электрического поля. Такая ситуация возникает, например, в электронном диоде в режиме коллапса импеданса [8, 9] а также в ионных диодах. Единственные прямые измерения распределения электрического поля были выполнены в магнито-изолированном ионном диоде по штарковскому сдвигу линий спонтанного излучения дважды ионизованного иона

алюминия [10]. Такой метод весьма специфичен, — он применим только в ионных диодах со специально подобранным ионным составом. Кроме того, его чувствительность вследствие специфики электронных переходов в тяжелых ионах невелика: нижний предел измерений составлял в [10] не менее 0.4 МВ/см.

В работе [11] для измерения локальной напряженности электрического поля  $F$  в диапазоне от 10 до 1000 кВ/см был предложен метод активной штарковской спектроскопии (АШС). Поле определяется по штарковскому расщеплению спектральных линий атомов Li, которые специально инжектируются в исследуемый объем в виде атомного пучка и возбуждаются внешним резонансным лазерным излучением, причем последнее должно иметь спектральную ширину, достаточную для накачки всех интересующих экспериментатора компонентов штарковского расщепления. Этот метод применим во всех типах диодов и обладает высокой чувствительностью, поскольку верхние уровни лития водородоподобны. Лабораторная реализация метода была осуществлена в [12], где водородоподобное состояние атома лития с  $n=4$  возбуждалось через каскадные переходы 2S-2P-4D двумя лазерами на красителях. Литиевый пучок с энергией около 10 эВ создавался путем лазерного испарения литиевой мишени и инжектировался в плоский вакуумный конденсатор с напряженностью поля 50 кВ/см. Измеренное значение поля хорошо совпадало с вычисленным (см. таблицы в препринте [12]). Вопрос об использовании метода АШС в условиях мощных электромагнитных и световых помех и наличия электронных, ионных и атомных потоков, характерных для условий работы вакуумных диодов импульсных мегавольтовых ускорителей заряженных частиц, оставался открытым. В настоящей работе сообщается об измерении напряженности электрического поля в диоде ускорителя У-1 [13], который в описываемых экспериментах работал в режиме:  $U_{\max}=0.9$  МВ,  $I_{\max}=55$  кА,  $\tau=4.4$  мкс, полное энергосодержание электронного пучка до 90 кДж.

Экспериментальная установка показана на рис.1 и включает в себя диодную камеру ускорителя У-1 и систему АШС [12], состоящую из источника литиевого пучка, широкополосных перестраиваемых импульсных лазеров на кумарине-1 (460 нм) и оксазине-17 (670 нм) и регистрирующей оптической системы со спектральным и временным разрешением. Атомный и лазерный пучки и поле зрения регистрирующей системы пересекались вблизи геометрической оси вакуумного диода на расстоянии  $z^*$  от графитового катода, что обеспечивало локальность измерений. Диаметр катода составлял 18 см, а расстояние от катода до графитового анода  $d=6$  см. На входную щель монохроматора МДР-23 проецировался флуоресцирующий объем диаметром менее 1 мм и длиной

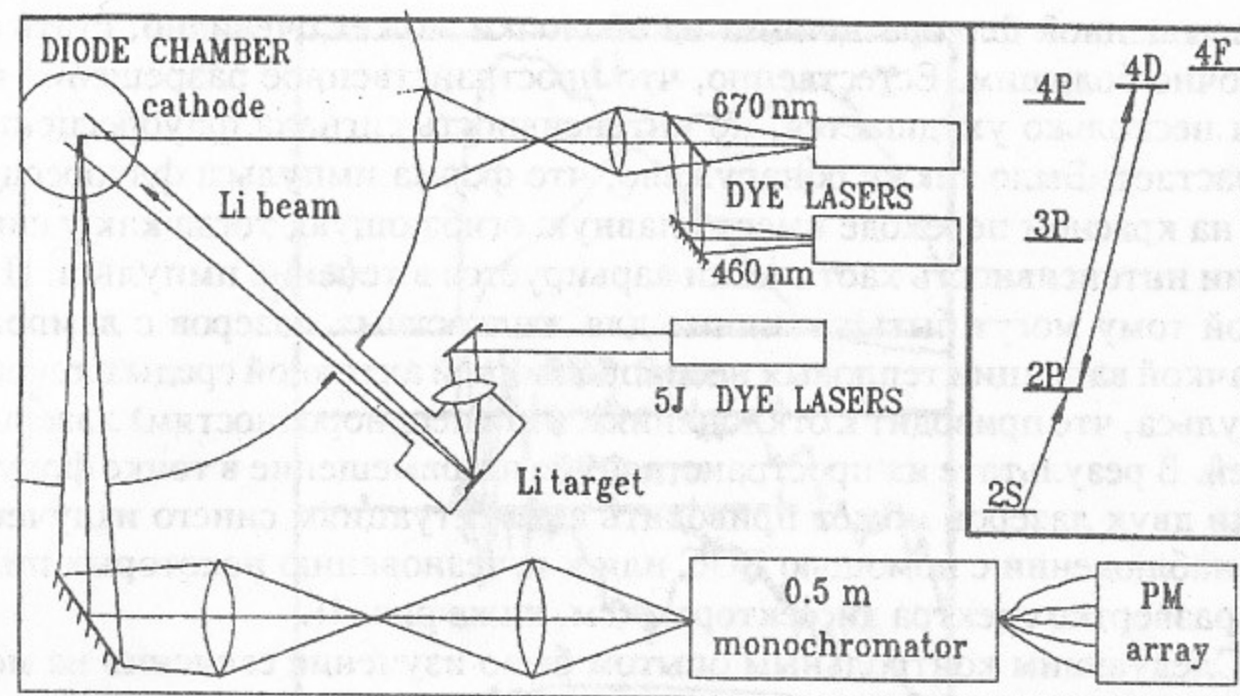


Рис. 1. Схема эксперимента. Пояснения — в тексте. Врезка — схема рабочих уровней атома лития.

до 1 см, ось которого была направлена параллельно поверхностям электродов. Наблюдение велось под углом  $90^\circ$  по отношению к направлению лазерного пучка и оси вакуумного диода. Спектр регистрировался либо электронно-оптическим диссектором ЛИ-602, либо девятиканальной волоконно-оптической системой (ВОС) с блоком фотоумножителей. Ширина входной щели монохроматора составляла 0.2 мм, спектральная ширина канала ВОС 0.25 нм. Величина зеемановского расщепления в магнитном поле  $B=0.5$  Тл была много меньше штарковского и не влияла на результаты измерений.

До начала экспериментов с подачей напряжения на диод были проведены калибровочные эксперименты, включавшие исследования динамики спектров генерации лазеров [14], а также интенсивности флуоресценции на красном и синем переходах. Было обнаружено, что имеющиеся у нас лазеры при определенной последовательности запуска обеспечивают возможность каскадной накачки 4D-уровня атома лития в течение 5 мкс, что полностью перекрывает потребности наших экспериментов. Исследования флуоресценции показали, что даже при довольно высоких спектральных плотностях мощности накачки резонансная флуоресценция на обоих переходах не становится полностью насыщенной. Этот факт может быть объяснен тем, что пространственное распределение излучения наших лазеров в точке фокусировки имеет протяженные крылья низкой интенсивности ("оболочка"). Тогда, при большом параметре насыщения для флуоресценции в центральной части луча, относительный вклад

ненасыщенной флуоресценции из оболочки может, очевидно, стать достаточно большим. Естественно, что пространственное разрешение при этом несколько ухудшается, но интенсивность сигнала флуоресценции возрастает. Было также обнаружено, что форма импульса флуоресценции на красном переходе имеет плавную огибающую, тогда как у синей линии интенсивность хаотически варьируется в течение импульса. Причиной тому могут быть типичные для жидкостных лазеров с ламповой накачкой вариации тепловых неоднородностей активной среды в течение импульса, что приводит к отклонениям (или неоднородностям) лазерных лучей. В результате их пространственное несоответствие в точке фокусировки двух лазеров может приводить к флуктуациям синего излучения при наблюдении с помощью ВОС или к исчезновению некоторых пиков при развертке спектра диссектором (см. ниже рис. 4).

Следующим контрольным опытом было изучение свечения из межэлектродного промежутка при подаче на диод напряжения, но в отсутствие лазерной накачки. Если при этом литиевый пучок не инжектируется, то излучение из диода на длине волны 670 нм в начале импульса полностью отсутствует, появляясь лишь с приходом приэлектродной плазмы (рис. 2, *a*). Если же перед началом импульса в промежуток был инжектирован литиевый пучок, то в канале, соответствующем линии лития появляется пик свечения, максимум которого примерно совпадает с появлением свечения плазмы во всех спектральных каналах. Поскольку по расчетам [12] интенсивность возбуждения атомов высокоэнергичными частицами очень мала, то свечение лития может быть связано с приближением эмиссионной границы плазмы (которая не обязана совпадать с излучающей границей) к точке наблюдения и появлением в этой точке достаточно низкоэнергичных частиц. В синей области спектра при измерениях с помощью ВОС отношение сигнал-шум оказалось довольно низким, и аналогичный пик свечения на 460 нм регистрируется менее уверенно.

При подаче на диод импульса высокого напряжения и включении всех элементов установки, с помощью волоконно-оптической системы было обнаружено (рис. 2, *b*), что красная флуоресценция остается в том же спектральном канале (как и ожидалось, т. к. в соответствии с расчетами штарковское расщепление для этого уровня очень мало), сохраняя обычную форму импульса вплоть до появления уже упоминавшегося пика свечения лития, а затем спадая из-за "выгорания" (ионизации) атомов. Синяя линия из-за Штарк-эффекта исчезает в центральном канале сразу же после подачи напряжения (рис. 2, *c*), расщепляясь, согласно расчетам, на шесть компонентов (рис. 3). Наличие больших шумов и световых помех в синей области спектра в течение генерации электронного пучка

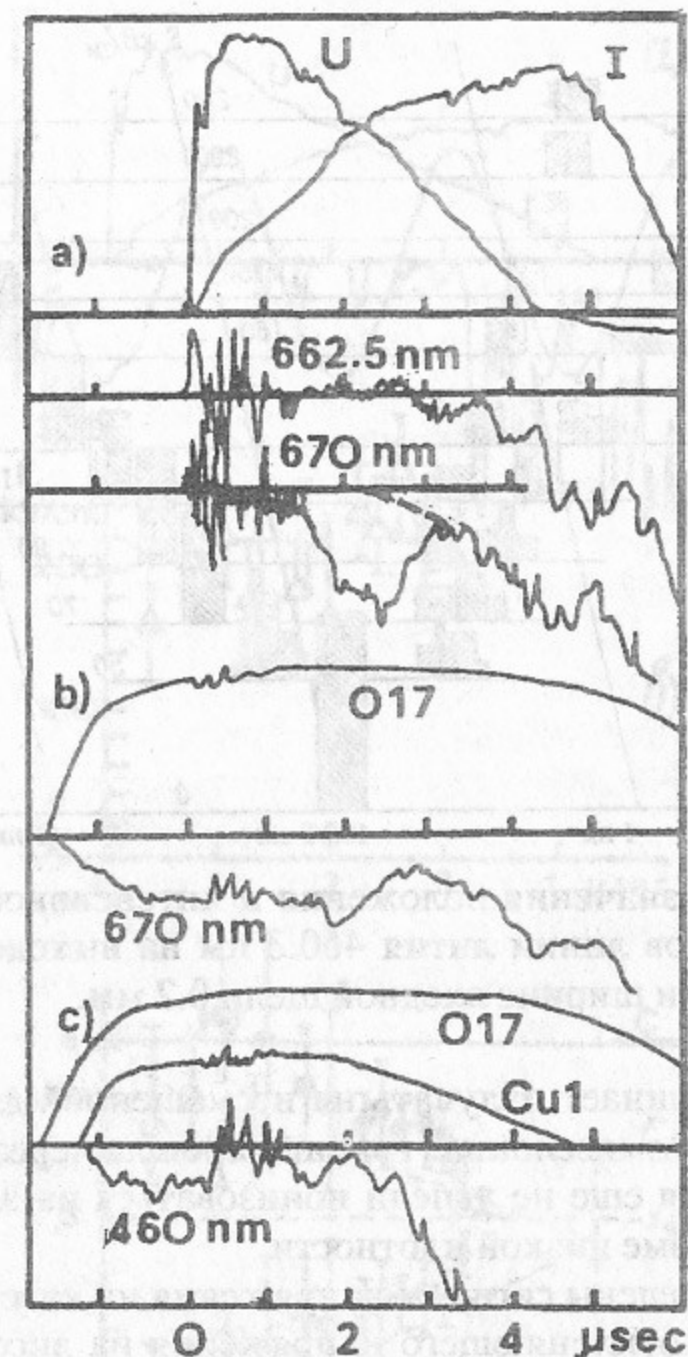


Рис. 2. *a*—импульсы напряжения  $U$  и тока  $I$  диода, а также свечение из промежутка ( $z=2$  см), зарегистрированное ВОС в центральном (670 нм) и боковом (662.5 нм) каналах, в случае инжекции литиевого пучка без лазерной накачки (штриховая—свечение в отсутствие литиевого пучка); *b, c*—импульсы красной (вверху) и синей (внизу) флуоресценции в центральных каналах при подаче напряжения на диод (с литиевым пучком), O17 и Cu1—импульсы лазеров на оксазине и кумарине.

не позволило уверенно регистрировать с помощью ВОС смещенные компоненты, поэтому далее синяя флуоресценция исследовалась с помощью электронно-оптического диссектора. Интересно отметить, однако, что примерно за 0.5—1 мкс до прихода в точку наблюдения светящейся плаз-

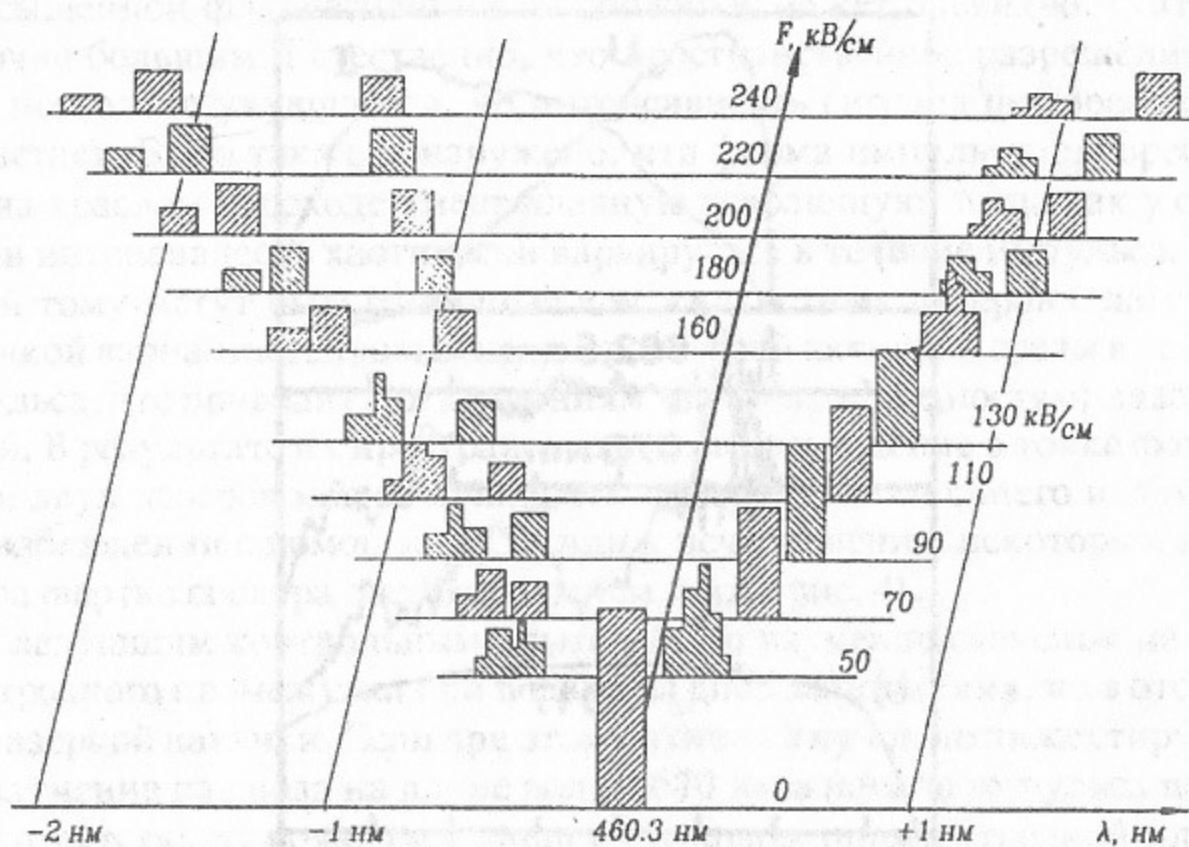


Рис. 3. Расчетные значения положения и интенсивности штарковских компонентов линии лития 460.3 нм на выходе монохроматора МДР-23 при ширине входной щели 0.2 мм.

мы литий вновь начинает излучать на несмещенной длине волны. Это может означать, что эмиссионная граница прошла через точку наблюдения, но атомы лития еще не успели ионизоваться из-за малой частоты столкновений в плазме низкой плотности.

На рис. 4,а приведены сигналы напряжения на катоде  $U$ , тока пучка  $I$ , синусоидального отклоняющего напряжения на диссекторе, а также зарегистрированные диссектором пики флуоресценции вблизи 460 нм. Пики на положительной части синусоидальной развертки означают смещение в сторону больших длин волн и соответствуют трем слившимся компонентам (рис. 3). На отрицательной части синусоиды вследствие ограниченной ширины полосы генерации возбуждающего лазера может быть виден только один самый близкий компонент. Первый пик, наблюдаемый до подачи напряжения на диод, соответствует нерасщепленной линии лития. Все последующие наблюдаемые пики смещены. Интенсивное свечение после 3 мкс связано с приходом плазмы. Путем сравнения измеренных величин смещения с расчетными значениями [12], определялись величины напряженности поля  $F$  для данных моментов времени. Измеренные в пяти импульсах значения  $F$  для  $z^*=3$  см лежат в пределах 160—260 кВ/см и приведены на рис. 4,б. "Усы", указанные на рисунке, характеризуют не статистический разброс, а ошибку, связанную с по-

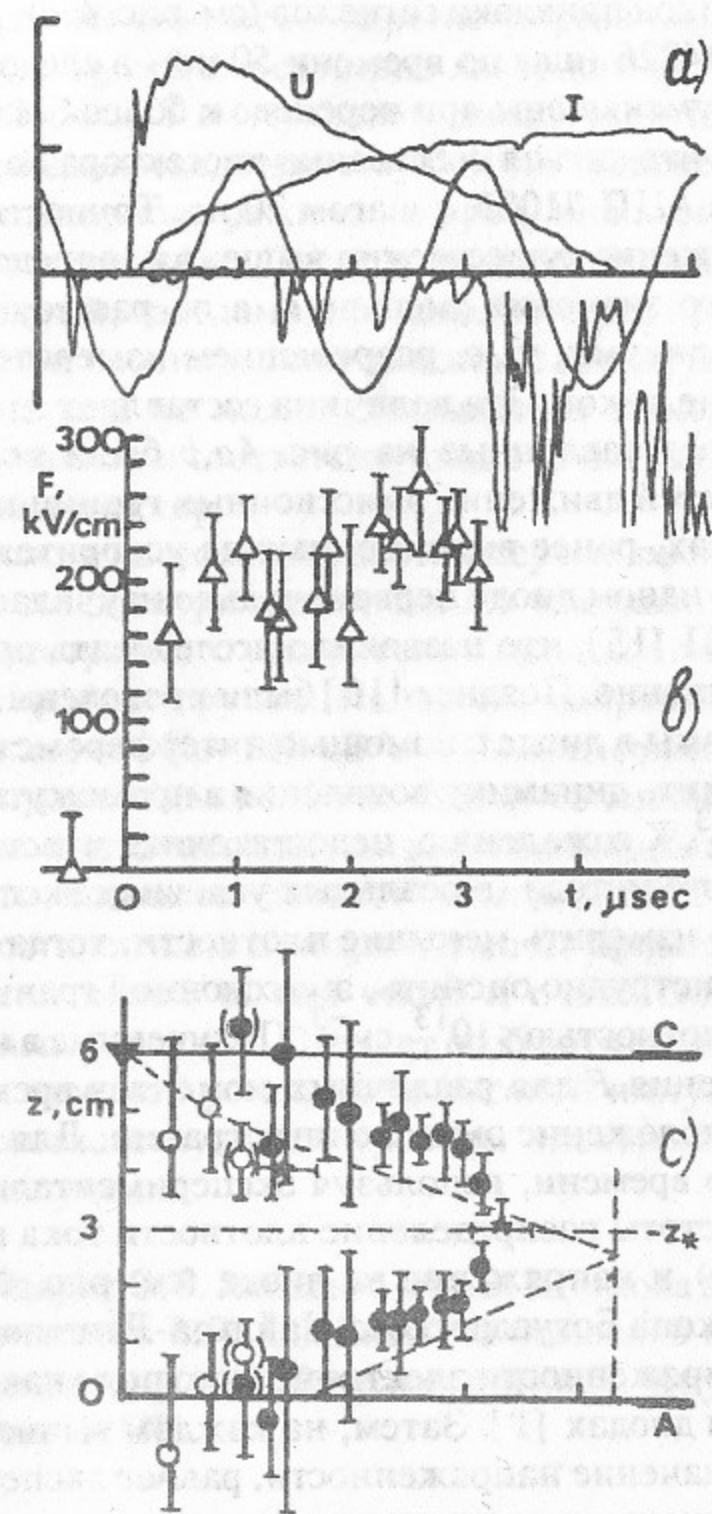


Рис. 4. а—осциллограммы основных сигналов:  $U$ —напряжение на диоде (шкала-1 МВ),  $I$ —ток в диоде, измеренный поясом Роговского (100 кА), синусоида—напряжение на управляющих пластинах диссектора, пики—флуоресценции лития (сигнал диссектора); б—напряженность электрического поля в точке  $z^*=3$  см; в—реконструкция положения эмиссионных границ катодной (вверху) и анодной плазм. Треугольник—геометрический зазор; звездочки— начало свечения плазмы на соответствующих координатах; вертикальный пунктир— время замыкания диода.

грешностью временной привязки сигналов (см. рис. 4,а), регистрируемых с помощью АЦП Ф4226 (шаг по времени 50 нс), а следовательно, могут быть существенно уменьшены при переходе к более быстрой электронике. Заметим здесь, что сигнал собственно диссектора параллельно регистрировался также АЦП 710SK с шагом 20 нс. Точность определения  $F$  вблизи нуля напряжения существенно выше, т.к. определяется не измерением абсолютного значения смещения, а по расстоянию между “левым” и “правым” пиками, т. е. разрешением измерительной системы, равным полуширине пиков. Эта величина составляет здесь 35 кВ/см.

Результаты, представленные на рис. 4а,б были использованы для определения скоростей движения эмиссионных границ катодной и анодной плазм. В работах, ранее выполненных на ускорителе У-1, плазма в плоском микросекундном диоде первоначально изучалась фотографически с помощью ЭОП [15], что позволило исследовать процессы плазмообразования качественно. Позднее [16] были проведены прямые измерения плотности плазмы в диоде с помощью интерферометра. Эти измерения позволили изучить динамику появления в промежутке плазмы плотностью  $>5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ . К сожалению, недостаточная чувствительность интерферометрического метода (в реальных условиях экспериментов с диодом) не позволяет измерить меньшие плотности, тогда как при наблюдаемых токах, как нетрудно оценить, эмиссионной границей может служить уже плазма плотностью  $<10^{13} \text{ см}^{-3}$ . Полученные в настоящей работе локальные значения  $F$  для различных моментов времени позволяют реконструировать положение эмиссионных границ. Для этого в соответствующей точке по времени, используя экспериментально измеренные ток пучка (для простоты распределение плотности тока по сечению считалось однородным) и напряжение на диоде (см. рис. 4,а), с помощью релятивистского закона Богуславского-Чайльда-Ленгмюра строится распределение по  $z$  напряженности электрического поля как в электронном, так и в биполярном диодах [1]. Затем, на каждом вычисленном распределении находим значение напряженности, равное экспериментальному значению  $F$  для данного момента времени, полагаем в этой точке  $z = z^*$  и “вписываем” (с учетом погрешности определения  $F$ ) кривую распределения в исходный зазор  $d$ . В процессе выполнения описанной процедуры было обнаружено, что до момента времени  $t = 1 \text{ мкс}$  экспериментально измеренные значения  $F$  совместимы только с расчетными распределениями для электронного диода, тогда как после 1.5 мкс — только для биполярного.

Найденные положения эмиссионных границ приведены на рис. 4,с. Сравнение расположения точек и величины “усов” подтверждает предположение, что приведенная ошибка является скорее всего систематиче-

ской. Дополнительные данные, — зарегистрированные моменты начала свечения литиевого пучка в отсутствие лазерного возбуждения (см. выше) в точках  $z=2 \text{ см}$  и  $3 \text{ см}$  (указаны звездочками), а также момент закорачивания диода, — свидетельствуют, что положение границы соответствует для биполярного режима, скорее, нижним границам “усов”, что и изображено на рисунке. Поскольку переход из чисто электронного режима в биполярный, заведомо, происходит через промежуточную стадию ограниченной и неоднородной эмиссии с анода, распределение поля в момент  $t=1-1.5 \text{ мкс}$  не может описываться использованными нами предельными случаями, и соответствующие точки (в скобках) на рис. 4,с носят справочный характер.

Таким образом, в настоящей работе впервые проведены прямые измерения локального электрического поля в высоковольтном вакуумном диоде мощного электронного ускорителя в процессе генерации 100-килоджоульного электронного пучка. Измерены напряженности электрического поля в диапазоне 160—260 кВ/см. По экспериментальным результатам реконструировано движение катодной и анодной плазм. Показано, что метод активной штарковской спектроскопии обладает высокой степенью надежности, позволяет провести многократные перекрестные проверки достоверности сигнала и может успешно применяться для измерения электрических полей (в том числе и очень сильных) в сложных экспериментальных условиях. Следует особо отметить, что эксперименты проведены на крупной установке с высокой импульсной мощностью (до 50 ГВт) и соответствующим уровнем электромагнитных помех и рентгеновского излучения.

Авторы благодарят С.В. Лебедева и М.В. Щеглова за полезные обсуждения, С.Г. Воропаева и В.П. Савинова за помощь в программном обеспечении экспериментов, А.М. Батракова и М.Э. Круглякова за предоставление быстрого АЦП.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Миллер Р. Введение в физику сильноточных пучков заряженных частиц. — М.: Мир, 1984. 432 с.
2. Cook D.L., Baily J.E., Bieg K.W. et al. Proc. 8th Inter. Conf. on High-Power Particle Beams, Novosibirsk, 1990. World Scientific, Singapore, 1990, v.1, I.01.
3. Бастриков А.Н., Бугаев С.П., Киселев И.Н. и др. Тез. докл. VI Всес. симп. по сильноточной электронике, Томск, 1986, ч.2, с.106.
4. Arzannikov A.V., Burdakov A.V., Chikunov V.V. et al. Proc. 8th Inter.

- Conf. on High-Power Particle Beams, Novosibirsk, 1990. World Scientific, Singapore, 1990, v.1, I.02.
5. Литвинов Е.А., Месяц Г.А., Проскуровский Д.И. УФН, 1983, т.139, с.265.
  6. Pal R., Hammer D. Phys. Rev. Lett., 1983, v.50, p.732.
  7. Ramirez J.J., Cook D.L. J. Appl. Phys., 1980, v.51, p.4602.
  8. Сыресин Е.М. Физика плазмы, 1988, т.14, с.554.
  9. Воропаев С.Г., Князев Б.А., Койдан В.С. и др. Физика плазмы, 1988, т.14, с.817.
  10. Maron Y., Coleman M.D., Hammer D., Peng H.-S. Phys. Rev. Lett., 1986, v.57, p.699.
  11. Князев В.А., Лебедев С.В., Мельников П.И. Proc. 17th Inter. Conf. on Phenomena in Ionized Gases, 1985, Budapest, v.1, p.1008.
  12. Князев Б.А., Лебедев С.В., Мельников П.И. Препринт ИЯФ СО АН СССР 87-60. Новосибирск, 1987, 33 с.; Журн. Техн. Физ., 1990 (в печати).
  13. Воропаев С.Г., Князев Б.А., Койдан В.С. и др. Письма в ЖТФ, 1987, т.13, с.431.
  14. Князев Б.А., Мельников П.И. Препринт ИЯФ СО АН СССР 90-133. Новосибирск, 1990, 4 с.
  15. Воропаев С.Г., Койдан В.С., Лебедев С.В. и др. ДАН СССР, 1984, т.276, с.111.
  16. Бурмасов С.Г., Воропаев С.Г., Добрицкий А.Л. и др. Физика плазмы, 1986, т.12, с.435.

Б.А. Князев, П.И. Мельников, В.В. Чикунов

Измерение напряженности электрического поля  
в мегавольтном вакуумном диоде методом активной  
штарковской спектроскопии

---

Ответственный за выпуск: С.Г. Попов

Работа поступила 24 декабря 1990 г.

Подписано в печать 27.12 1990 г.

Формат бумаги 60 × 90 1/16. Объем 0,9 печ.л., 0,8 уч.-изд.д.

Тираж 250 экз. Бесплатно. Заказ № 148.

---

Ротапринт ИЯФ СО АН СССР, г. Новосибирск, 90.