

HIGH-CURRENT MICROSECONDS ACCELERATOR OF ELECTRONS OMEGA-350

Shamanin I.V., Kadlubovich B.E., Kolbaenkov A.A.

Tomsk Polytechnic University

The paper offers high-current electron accelerator, which was made at Physical Technical Department of the Tomsk Polytechnic University. A great number of science and applied problems can be solved with the help of this device. There are main technical characteristic and parameters of the accelerator (GPV, vacuum chamber) in the paper. Besides, you can find there description of system of gathering and processing the information, which included in the structure of the accelerating complex and helps determine characteristics of the electron beam with high accuracy, results of the experimental investigations about dependence between anode-cathode clearance of the vacuum diode and efficiency of generation of the electron beam.

УДК 621.384.66

КАЛИБРОВКА АКУСТИЧЕСКОГО ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ДАТЧИКА

А.В. Головин, Б.Е. Кадлубович, А.А. Колбаенков

Томский политехнический университет

В работе предложен метод калибровки пьезоакустического датчика. Данное измерительное устройство применяется для исследования электронных пучков. Предлагается тарировать датчик стальным шариком, свободно падающим с определенной высоты на переднюю поверхность мишени и возбуждающим упругую волну. В этом случае можно с достаточной точностью описать происходящие процессы и оценить давление на тыльной поверхности мишени. Полученная теоретическая модель качественно и с достаточной точностью согласуется с экспериментом.

В настоящее время электронные пучки находят все более широкое применение в технике. Однако проблема генерации электронного пучка с теми или иными параметрами для той или иной цели еще далека от своего разрешения, а в исследованиях, с целью получения определенных параметров пучков, необходима соответствующая измерительная аппаратура.

В экспериментах по генерации мощных электронных пучков обычно измеряют среднюю плотность электронного тока за время импульса. Методы с использованием пояса Роговского (ПР.), коллимированного цилиндра Фарадея (КЦФ) в ряде случаев приводят к значительным погрешностям измерения. При плотности электронного тока $>200 \text{ А/см}^2$ взаимодействие пучка с материалом сопровождается испарением материала и плазмообразованием на облучаемой поверхности. Интенсивная эрозия поверхностного слоя мишени приводит к значительному снижению определяемой плотности тока. Интенсивное плазмообразование на поверхности маски КЦФ приводит к экранированию коллимирующих отверстий, значительным потерям электронов пучка в образующемся слое плазмы и соответственно к занижению реальной плотности электронного тока. При использовании ПР для определения плотности тока пучка необходимо измерять сечение пучка и, кроме того, ПР нельзя использовать для локальных измерений плотности электронного тока. К тому же во всех этих методах для определения плотности тока требуется промежуточная обработка экспериментальных данных.

В работе [3] описан датчик, позволяющий определять плотность тока мощного электронного пучка в пределах $0,1-5-1,6 \text{ кА/см}^2$. Датчик можно использовать для определения как локальной плотности тока по сечению широкого электронного пучка, так и плотности тока сфокусированного пучка. При использовании датчика необходимо, чтобы система генерации пучка работала в фиксированном режиме и энергетическое распределение в электронном пучке было стабильным. Для систем прямой генерации воспроизводимость энергетического спектра косвенно подтверждается повторяемостью временного распределения напряжения и тока в анод-катодном промежутке диода. Для других методов ускорения количество параметров, влияющих на стабильность энергетического спектра, увеличивается. Возможные искажения от импульса к импульсу достигают $\pm 10 \%$, а в случае прямого ускорения в диодных системах и не превышают $\pm 6 \%$. Изменение режима работы (например, изменение анод-катодного зазора) или использование датчика в другой установке требует повторной калибровки, процедура которой описана ниже.

Конструкция датчика изображена на рис. 1: 1 – кольцо, 2 – акустическая мишень, 3 – корпус, 4 – крышка, 5 – вставка, 6 – пьезокерамический преобразователь ЦТС-19, 7 – акустическая ловушка, 8 – соединительный разъем СР-50-73Ф.

Попадая на переднюю поверхность акустической мишени (2), электроны с энергией порядка 200 кэВ тормозятся в веществе мишени, там возникает локальная область сильного энерговыделения, в результате за счет теплового расширения возникает упругая или ударная волна (в зависимости от интенсивности энерговыделения). Распространяясь, она доходит до тыльной поверхности мишени и оказывает воздействие на пьезокерамический преобразователь, импульс возникающего напряжения регистрируется осциллографом. Необходимо найти зависимость напряжения, регистрируемого осциллографом U от давления на тыльной поверхности мишени P , зная которое можно в той или иной степени судить о параметрах пучка. В частности, об энергозапасе пучка. Чтобы откалибровать этот датчик, сделаем следующее: будем бросать стальной шарик на переднюю поверхность мишени с определенной высоты H , и уже зная параметры зарождения упругого импульса, мы будем знать давление на тыльной поверхности мишени, которое и сопоставим с напряжением U . Для нахождения зависимости $P=P(H)$ необходимо разработать математическую модель.

Рассмотрим процесс абсолютно упругого взаимодействия шарика радиуса R с мишенью. Согласно закону сохранения энергии,

$$E_{\text{кш}} = U_{\text{упр}}, \quad (1)$$

где $E_{\text{кш}}$ – кинетическая энергия шарика перед соприкосновением с мишенью равная mgH (H – высота падения); $U_{\text{упр}}$ – энергия сил упругости. Согласно [1],

$$U_{\text{упр}} = h_0^{5/2} \frac{2}{5D} R^{1/2} \quad (2)$$

$$D = \frac{3}{4} \left(\frac{1-\mu_1^2}{E_1} + \frac{1-\mu_2^2}{E_2} \right), \quad (3)$$

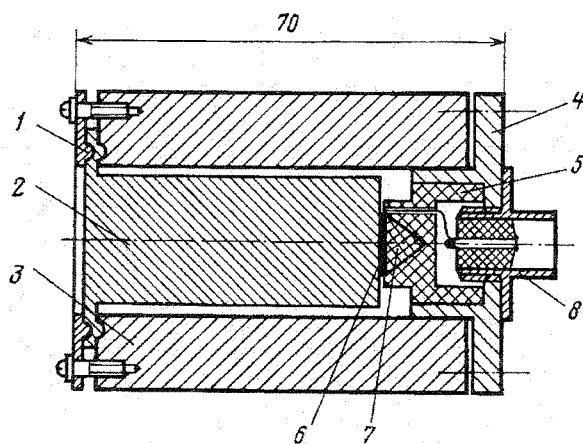


Рис. 1

где h_0 – максимальная суммарная глубина деформации шарика и мишени, μ_i и E_i – коэффициенты Пуассона и Модули Юнга соответственно; Согласно [1], сила абсолютно упругого взаимодействия двух соприкасающихся F_0 тел зависит от величины деформации h_0

$$F_0 = \frac{h_0^{3/2} R^{1/2}}{D} \quad (4)$$

Из соображений симметрии ясно, что область соприкосновения есть окружность, причем давления по этой области распределено не равномерно, а по закону (см. [1])

$$P_0(r) = \frac{3F}{2\pi a^3} \sqrt{a^2 - r^2}, \quad (5)$$

где $F = F_0/2$, a – радиус области соприкосновения, $a = (F_0 D R)^{1/3}$.

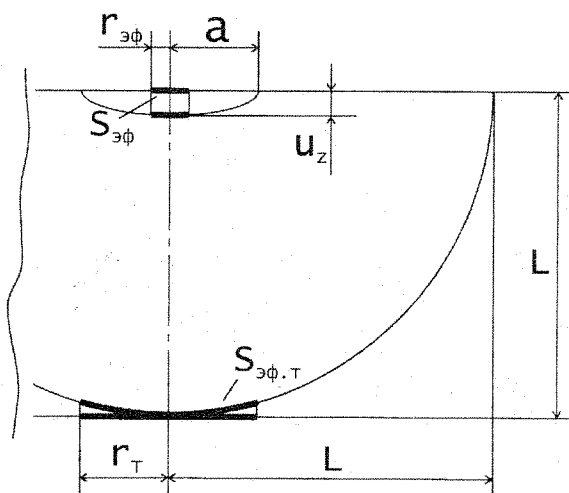


Рис. 2

В виду изотропии материала мишени, возмущение будет распространяться по полусфере как изображено на рис. 2, где L – продольный размер мишени. Из соображений подобия (рис. 2) можно заключить

$$r_{эф}/r_т = a/L, \quad (6)$$

$r_т$ – радиус пьезотаблетки. Следовательно, эффективная сила, которая передается на пьезоэлемент

$$F_{эф} = \int_{S_{эф}} P_0(r) dS. \quad (7)$$

Поэтому давление на тыльной поверхности мишени может быть найдено

$$P = F_{эф}/S_т, \quad (8)$$

где $S_т$ – площадь пьезотаблетки. Для проверки разработанной модели, показывающей зависимость $P = P(H)$, необходимо найти зависимость между напряжением, регистрируемым осциллографом, и высотой падения шарика. Очевидно, она будет иметь следующий вид:

$$U = \frac{d_{11}}{C} F_{эф} \quad (9)$$

где d_{11} – пьезоэлектрический коэффициент, под C понимается суммарная емкость датчика, проводов и осциллографа, так как импульс возникающего напряжения получается достаточно высокочастотным (из опыта: продолжительность импульса – несколько микросекунд).

В результате была получена экспериментальная зависимость напряжения, регистрируемого осциллографом, от высоты падения шарика $U_{экс}(H)$. На рис.3: плавная кривая – зависимость, полученная теоретически, а точками показаны экспериментальные значения. Легко заметить, что с увеличением высоты, с которой бросали шарик, теоретическая зависимость росла быстрее экспериментальной. Это можно объяснить тем, что чем больше кинетическая энергия шарика в момент соударения, тем большую роль играют процессы, связанные с пластической деформацией, и как следствие, большая часть энергии расходуется на тепловые эффекты. В результате была получена теоретическая зависимость напряжения, регистрируемого осциллографом, от высоты падения шарика $U(H)$, которая отличается от экспериментальной $U_{экс}(H)$ в среднем на 25-35 % в области $H < 6-7$ см, при $H > 10$ см уже достаточно

ощутимы становятся неупругие свойства (в зависимости от массы шарика). Для одной из серий измерений (масса шарика 4 мг) полученные данные приведены в табл. 1 (в других сериях измерений для других масс шариков полученная тенденция сохраняется).

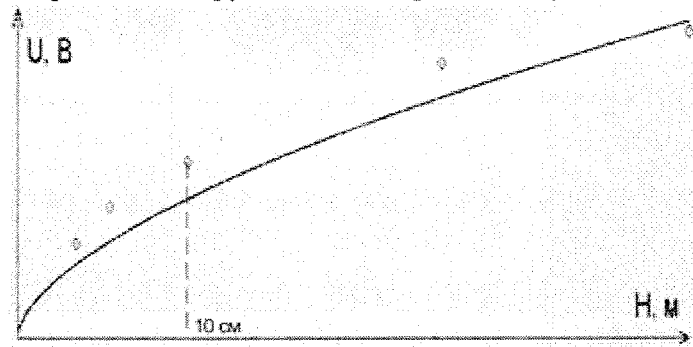


Рис. 3

Таблица 1

№ опыта	H, м	Uтеор, В	Uэксп, В	Погрешность, %
1	0,4	0,126	0,122	3,6
2	0,253	0,069	0,110	14,3
3	0,102	0,055	0,070	25,5
4	0,055	0,038	0,052	36,4
5	0,035	0,029	0,037	27,7

Следует отметить, что выражение для напряжения $U = \frac{d_{11}}{C} F_{эф}$, прямо пропорционально зависит от $\frac{d_{11}}{C}$, где как d_{11} , так и C являются константами, причем достоверность их свойств нам не известна, поэтому для проверки модели имеет смысл сравнивать теоретическую и экспериментальную зависимости не количественно, а качественно. Тогда при другом значении d_{11} (взятом из другого справочника) получим новую картину, изображенную на рис. 4. Здесь хорошо видно, что в диапазоне $H < 6-7$ см наблюдается качественное совпадение. При увеличении высоты падения шарика экспериментальная зависимость убывает по сравнению с теоретической, что говорит о возрастающей роли неупругих эффектов.

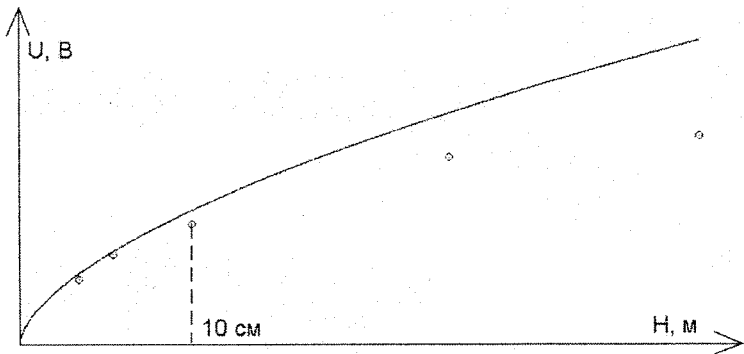


Рис. 4

Литература

1. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. Теория упругости.— М.: Наука, 1987. Т 7.
2. Желудев И.С. Физика кристаллических диэлектриков. — М.: Наука, 1968.
3. Бойко В.И., Волков С.Н., Красик Я.Е., Шаманин И.В. // ПТЭ. 1989. № 2.

THE CALIBRATION OF PIEZOELECTRIC TRANSDUCER.

A.V. Golovin, B.E. Kadlubovich, A.A. Kolbaenkov

Tomsk Polytechnic University

The paper offers method of calibration acoustical piezoelectric transducer. This measuring device used in investigations in the area of electron beams. The device works in the next way: high-energy electrons attain the front surface of the acoustic target (brass cylinder) and lose it's energy in the matter of the target. As a result local area of energy release appears there and because of thermal expansion shock wave appears in matter. Perturbation propagates in the matter of the target and influences on piezoelectric transducer. Oscillograph logs impulse of voltage. We need to have dependence between the voltage and pressure on back surface of the target. In this work we threw small steel ball on the front surface of the target from the fixed altitude. In this case we can describe all processes with sufficient accuracy and find the pressure on back surface of the target. In result we have theoretical dependence, which differs from experimental on 25-35 %.

УДК 548.4:539.1

ЗАРОЖДЕНИЕ ПОР В МЕТАЛЛАХ ПРИ РАДИАЦИОННОМ ВОЗДЕЙСТВИИ

В.Л. Орлов, А.Г. Малышкина, А.В. Орлов

Алтайский государственный технический университет

Облучение высокоэнергетическими частицами приводит к радиационному распуханию металлов и сплавов. При распухании в объеме материала образуются поры – результат распада системы избыточных вакансий, созданных излучением. Неустойчивость однородного пространственного распределения избыточных вакансий может быть вызвана полем упругих растягивающих напряжений, создаваемым самими вакансиями. В данной работе проведено компьютерное моделирование двумерного кристалла с целью определения устойчивости вакансионных кластеров и условий их самопроизвольного образования. Применен метод молекулярной динамики. Установлено, что искусственно созданные кластеры вакансий достаточно быстро рассасываются. Однородное пространственное распределение вакансий становится неустойчивым при превышении силами всестороннего растяжения кристаллической решетки некоторого критического значения. Таким образом, может считаться установленной физическая причина порообразования – действие упругих растягивающих напряжений.

Распухание металлических систем под действием облучения является одной из актуальнейших проблем радиационного материаловедения. С точки зрения теоретического описания основную сложность представляет начальный период возникновения кластеров вакансий - зародышей пор и их рост до критического размера. Многочисленные теоретические оценки показывают, что из-за неадекватности взаимодействия вакансий и междоузельных атомов с дислокациями в металлах при облучении возникает достаточно высокое вакансионное пресыщение. Радиационное порообразование естественным образом объясняется конденсацией пара избыточных вакансий. Трудность, однако, заключается в объяснении причины, по которой вакансионное пресыщение реализуется в виде пор, а не вакансионных петель. Основной моделью, призванной описать зарождение пор, является модель гомогенного зарождения, базирующаяся на общей термодинамической теории зарождения новой фазы. Другие модели, в которых вскрывается либо фактор стабилизации трехмерного вакансионного скопления (силы, препятствующие разрушению трехмерного вакансионного скопления до дислокационной петли), либо особая роль локального вакансионного пресыщения, вызванного структурными дефектами и каскадностью повреждения, представляются достаточно спорными.