

МЕТОДИЧЕСКИЕ ЗАМЕТКИ

Кулоновская дезинтеграция слабых электронных потоков и фотоотсчеты

В.П. Быков, А.В. Герасимов, В.О. Турин

Обсуждается образование электронных сгустков в межэлектродном пространстве вакуумных детекторов оптического излучения, в результате которого во внешней цепи детектора возбуждаются всплески тока, интерпретируемые обычно как фотоотсчеты. Показано, что традиционная теория фотоотсчетов непоследовательна и, в частности, что в ней нарушается причинность. Посредством расчетов на базе вариационного метода показано, что распределенное электронное облако неустойчиво при низкой плотности по отношению к кулоновским силам и распадается на сгустки. При движении в межэлектродном пространстве электронные сгустки испытывают обострение, которое проще всего может быть понято на основе теории катастроф. В электронном потоке могут реализовываться пространственные (каустики) и временные (обгоны) катастрофы. Посредством численного моделирования рассмотрены сферический и линейный разлеты электронных сгустков под действием кулоновских сил и установлено формирование острых максимумов электронной плотности, напоминающих по своим свойствам точечноподобные частицы, способные при пролете в межэлектродном пространстве наводить всплески тока во внешней цепи детектора — фотоотсчеты. Отмечены обстоятельства, приводящие к повышенной вероятности образования одноэлектронных сгустков. В целом изложенное позволяет понять природу дискретности фотоотсчетов при возбуждении фотокатода плавным, высококогерентным пучком лазерного излучения.

PACS numbers: 42.50.Ct, 42.50.Lc, 42.50.Ne, 42.79.Pw

Содержание

1. Введение (955).
 2. Нарушение причинности в теории фотоотсчетов (957).
 3. Неустойчивость электронного облака при низкой плотности (958).
 4. Пространственные и временные катастрофы неоднородного электронного потока (959).
 - 4.1. Временные катастрофы — обгоны.
 - 4.2. Пространственные катастрофы — фокусировка.
 5. Прозрачные и непрозрачные электронные сгустки (963).
 6. Одноэлектронные сгустки (963).
 7. Заключение (964).
- Список литературы (965).

1. Введение

Положение с теорией фотоотсчетов представляется сейчас вполне благополучным. Делаются эксперименты, проводится их теоретическая обработка и незаметно каких-либо противоречий между теорией и эксперимен-

том. Однако с логической точки зрения существующие представления о фотоотсчетах далеки от совершенства. В данной работе мы, апеллируя в основном к физическим процессам в вакуумных светоприемных устройствах (фотоэлементах, фотоумножителях, ЭОП'ах и т.д.), делаем попытку дать анализ логических противоречий существующей теории фотоотсчетов и предлагаем физический механизм, позволяющий объяснить появление дискретных фотоотсчетов при возбуждении фотокатода плавным, высококогерентным пучком лазерного излучения.

Существующая теория фотоотсчетов имеет в значительной степени феноменологический характер, т.е. она не является теорией, вытекающей из фундаментальных уравнений физики (уравнений Максвелла, Шрёдингера или Дирака). Например, дискретность фотоотсчетов не вытекает из теории, но постулируется — некоторые теоретически непрерывные величины истолковываются как средние значения величин, описывающих дискретные потоки, причем представление о дискретных потоках фотонов и электронов восходит к основоположникам квантовой теории. По отношению к фотоэффекту эта дискретность выражается в том, что для вырывания одного электрона из фотокатода необходим один квант света — фотон. При этом и электрон, и фотон представляются в виде некоторых локализованных образований, летящих соответственно в электронных и электромагнитных потоках излучений. При фотоэффекте одна

В.П. Быков, А.В. Герасимов, В.О. Турин. Институт общей физики
РАН, 117942 Москва, ул. Вавилова 38
Факс (095) 135-02-70
E-mail: VPB@Bykov.msk.ru

Статья поступила 1 августа 1994 г.,
после доработки 20 февраля 1995 г.

частица (фотон) поглощается, другая (электрон) эмиттируется.

Заметим, что в теоретическом описании квантованного электромагнитного и электронного полей нет и намек на существование подобных локализованных объектов. Особенно очевидно отсутствие локализованных образований в высококогерентном лазерном излучении. В хороших лазерных источниках продолжительность плавного цуга лазерного излучения достигает секунды (т.е. длина цуга $\approx 3 \cdot 10^5$ км и он содержит $\approx 10^{15}$ идеально повторяющих друг друга волн). За это время приемник фиксирует большое число фотоотсчетов.

Однако представления о локализованных фотонах и электронах получили широкое распространение и даже на лабораторном жаргоне имеют специальное название — "гороховая теория", т.е. локализованные образования уподобляются горошинам.

Особенно определенно такая точка зрения выразилась в описании дробового шума (свойственного не только фотоприемникам), данного впервые Шоттки [1, 2]. Как фотоэффект, так и дробовой шум к настоящему времени широко исследованы и продолжают исследоваться [3–5] в рамках изложенного выше подхода.

Однако с современной точки зрения этот подход страдает некоторой непоследовательностью. Так, процесс поглощения фотонов и появления фотоэлектронов внутри катода рассматривается квантовомеханически. Обычно считается, что квантованная плоская световая волна взаимодействует с квантованной плоской электронной волной, принадлежащей валентной зоне; в результате такого взаимодействия возникает плоская электронная волна в зоне проводимости. Эта вновь возникшая волна в зоне проводимости рассеивается на границе вещества катода с вакуумом, и амплитуда электронной волны, прошедшей в вакуум, определяет вероятность появления фотоэлектронов вблизи катода. Непоследовательность теории проявляется в том, что на этом квантовомеханическом описании процесса обрывается; дальнейшая эволюция электронов рассматривается с классической точки зрения [6], а сами они считаются частицами, а не волнами.

Часто подобную непоследовательность теории относят на счет принципиальных особенностей квантовомеханических измерений. Заключаются они в том, что квантовомеханический объект всегда наблюдают посредством макроскопического прибора, обладающего свойствами классического объекта. Поэтому неизбежно проведение границы между наблюдаемым объектом и прибором. Если идти в направлении от объекта к прибору, то после пересечения этой границы все явления следует рассматривать с классической точки зрения. Именно поэтому фотоэлектрон, выбитый из катода, при своем дальнейшем движении к аноду рассматривается обычно как классическая точечная частица. Иными словами, граница между измеряемым объектом и прибором проходит в этом случае вдоль поверхности катода.

Такой подход, вообще говоря, не может вызвать возражений или быть логически опровергнут, однако применимость его не столь широка, как это обычно считается. Действительно, этот подход применим, только если наблюдаемая картина не зависит от положения границы между квантовомеханической (объект) и

классической (прибор) частями полной наблюдательно-измерительной системы. Ведь эта граница воображаемая и от ее положения результат измерения не должен зависеть! Возвращаясь к фотоотсчетам, можно, например, спросить, изменится ли результат теоретической обработки экспериментов по фотоэффекту, если границу между квантовомеханической и классической частями провести вблизи анода, а не катода, как это обычно делается. Поэтому вопрос о такой интерпретации фотоотсчетов требует дополнительного изучения.

Поэтому более последовательно было бы и далее, на пути между катодом и анодом рассматривать движение электронов квантовомеханически и отыскивать поле и ток, наводимые электронной волной во внешней цепи фотодетектора. Легко понять, однако, что при таком, более последовательном подходе в теории не получаются импульсы фотоотсчетов, а получаются более или менее гладкие решения для полей и токов, наводимых в цепи, зависящие от времени в той же мере, в какой от времени зависит амплитуда падающей световой волны. Отсутствие коротких импульсов при таком теоретически более последовательном подходе противоречит, разумеется, наблюдениям, т.е. существованию фотоотсчетов. Это противоречие особенно остро выявляется при использовании лазерных источников света, характерные времена когерентности которых велики (до секунд). Естественно, электронный поток в фотоприемнике также должен сохранять плавность своей амплитуды на отрезках времени, сравнимых с временем когерентности. Однако никаких особенностей в фотоэффекте при лазерных источниках не отмечено. В долазерных исследованиях хаотичность света тепловых и люминесцентных источников могла маскировать это противоречие. Поэтому существование фотоотсчетов, по крайней мере при лазерном свете, требует объяснения.

Цель настоящей статьи — обсуждение физического механизма возникновения фотоотсчетов, отличного от представленного в литературе, при котором локализованный электрон эмиттируется катодом после поглощения им локализованного фотона. Предлагаемый механизм основан на представлении, что электронный поток, эмиттируемый катодом под действием, в частности, лазерного света, изначально, т.е. сразу после выхода из катода, является плоской волной или каким-то близким к ней плавным образованием (электронным облаком). Однако этот поток неустойчив, имеет тенденцию к распадению на сгустки под действием межэлектронного кулоновского поля. Эту неустойчивость нетрудно понять, если вспомнить о широко известной вигнеровской кристаллизации, т.е. о распадении электронной плазмы твердых тел на сгустки при малой ее плотности [7, 8]. Таким образом, электронный поток, выходящий из катода, т.е. из области с высокой электронной плотностью, должен распадаться вблизи катода на отдельные сгустки ("электроны"), которые при последующем ускорении в электрическом поле дадут всплески тока в электрической цепи приемника. Эти всплески будут восприниматься приборами и наблюдателем как фотоотсчеты.

Обсуждаемый механизм сохраняет, естественно, основные законы фотоэффекта, в том числе закон Эйнштейна с вытекающей из него красной границей фотоэффекта, поскольку эти законы действуют на пер-

вом этапе, когда формируется электронная волна в зоне проводимости.

Первые соображения в пользу предлагаемого механизма были высказаны нами в работе [9]. Этот механизм приводит к вопросам, часть которых обсуждается ниже в данной статье. Главные из этих вопросов следующие: каковы проявления неустойчивости электронного потока, существует ли и каков механизм обострения электронных сгустков, каков механизм возникновения преимущественно одноэлектронных сгустков, наконец, какие физические выводы можно сделать из такого подхода, если он подтвердится экспериментально? Ответить на эти вопросы достаточно сложно. Мы покажем, что на данном этапе ответы на эти вопросы не противоречат предлагаемому подходу.

Отметим также, что существующая теория содержит неувязки более мелкого масштаба. Так, некоторые характеристики фотоотсчетов, например скорость их регистрации (число фотоотсчетов в секунду), не удовлетворяют принципу причинности [10–13], т.е. не запаздывают должным образом.

Обсуждение проблемы начнем с того, что вкратце напомним, как происходит нарушение причинности. Затем посредством квантовомеханического расчета покажем, что при низких плотностях электронное облако склонно распадаться на сгустки. Далее исследуем процесс обострения сгустков, основанный на возникновении в электронном потоке временных и пространственных катастроф. Пока это исследование проводится на классическом языке, вне рамок квантовой механики, хотя в дальнейшем мы предполагаем дать его квантовомеханическое обобщение. Также на классическом языке вводится представление о прозрачных и непрозрачных сгустках. В заключение исследуется проблема преимущественного образования и наблюдения одноэлектронных сгустков. Здесь мы также прибегаем к квантовомеханическому исследованию, хотя в целом оно имеет качественный характер. Итак, обратимся к нарушению причинности.

2. Нарушение причинности в теории фотоотсчетов

Чтобы продемонстрировать нарушение причинности [14] в теории фотоотсчетов, исследуем величину, принимаемую обычно за скорость регистрации фотоотсчетов, точнее, вероятность регистрации фотонов в точке \mathbf{r} в течение временного интервала от t до $t + dt$:

$$dR(\mathbf{r}, t) = \eta G(\mathbf{r}, t) dt, \quad (1)$$

где $G(\mathbf{r}, t)$ — корреляционная функция, определяемая соотношением

$$G(\mathbf{r}, t) = \text{Sp} \left[\rho E^{(+)}(\mathbf{r}, t) E^{(-)}(\mathbf{r}, t) \right], \quad (2)$$

ρ — матрица плотности электромагнитного поля,

$$E^{(-)}(\mathbf{r}, t) = i \sum_n \left(\frac{2\pi\hbar\omega_n}{V} \right)^{1/2} \alpha_n a_n \exp[i(\mathbf{k}_n \mathbf{r} - \omega_n t)] \quad (3)$$

— отрицательно частотная часть электрического поля, α_n — косинус угла между направлениями поляризации моды поля и детектора.

Пусть поле находится в когерентном состоянии, определяемом уравнениями

$$a_n |\psi\rangle = \left(\frac{Z_n}{V^{1/2}} \right) |\psi\rangle. \quad (4)$$

Тогда, учитывая (3), получаем

$$E^{(-)}(\mathbf{r}, t) |\psi\rangle = W(\mathbf{r}, t) |\psi\rangle, \quad (5)$$

где

$$W(\mathbf{r}, t) = iV^{-1} (2\pi\hbar)^{1/2} \sum_n \omega_n^{1/2} \alpha_n Z_n \exp[i(\mathbf{k}_n \mathbf{r} - \omega_n t)], \quad (6)$$

или, переходя к интегралам,

$$W(\mathbf{r}, t) = \frac{2i(2\pi\hbar)^{1/2}}{(2\pi\hbar)^3} \int d^3\mathbf{k} \alpha(\omega) \omega^{1/2} Z(\omega) \exp[i(\mathbf{k}\mathbf{r} - \omega t)]. \quad (7)$$

Эту величину обычно называют аналитическим сигналом. В этом интеграле имеется фактор $\exp(-i\omega t)$ при $\omega < 0$. Если t — комплексная переменная $t = t_1 - it_2$, то в (7) имеется множитель $\exp(-\omega t_2)$ и функция $W(\mathbf{r}, t)$ есть, таким образом, аналитическая функция в нижней полуплоскости комплексной переменной t . В этом случае мнимая и вещественная части $W(\mathbf{r}, t)$ связаны соотношением:

$$\text{Im } W(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{\pi} \int dt' \frac{\text{Re } W(\mathbf{r}, t')}{t - t'}, \quad (8)$$

т.е. гильбертовым преобразованием.

Согласно (2) и (5) при когерентном состоянии поля

$$G(\mathbf{r}, t) = W^*(\mathbf{r}, t) W(\mathbf{r}, t). \quad (9)$$

Таким образом, скорость регистрации фотоотсчетов равна

$$\frac{dR(\mathbf{r}, t)}{dt} = \eta [(\text{Re } W)^2 + (\text{Im } W)^2]. \quad (10)$$

Вместе с тем, согласно (4) и (5), среднее значение поля равно

$$\langle \psi | E(\mathbf{r}, t) | \psi \rangle = W^*(\mathbf{r}, t) + W(\mathbf{r}, t) = 2\text{Re } W(\mathbf{r}, t). \quad (11)$$

Вследствие (5) функция W удовлетворяет однородному волновому уравнению, поэтому рассмотрим плоскую волну, распространяющуюся в положительном направлении оси z и имеющую резкий фронт:

$$\text{Re } W(\mathbf{r}, t) = \theta(ct - z) F(z - ct), \quad (12)$$

где θ — ступенчатая функция Хевисайда. В этом случае среднее значение как самого поля $\langle \psi | E(\mathbf{r}, t) | \psi \rangle$, так и всех его степеней $\langle \psi | E^n(\mathbf{r}, t) | \psi \rangle$ также будут иметь острые фронты; нормальное упорядочение использовано здесь, чтобы избежать бесконечного вклада вакуумных флуктуаций, не зависящих от состояния $|\psi\rangle$.

Сигнал достигает детектора в момент $t = z/c$ и равняется нулю при $t < z/c$, в то время как вероятность регистрации фотоотсчетов (10) не равна нулю до момента времени $t = z/c$, т.е. до того, как сигнал достигнет детектора. Отличие скорости фотоотсчетов от нуля следует из второго слагаемого в (10). Действительно, как можно видеть из соотношения (8), $\text{Im } W \neq 0$ при всех t , даже если $\text{Re } W(\mathbf{r}, t) = 0$ при $t < z/c$. Для

примера рассмотрим волну

$$\operatorname{Re} W(\mathbf{r}, t) = \theta(ct - z) \theta(l + z - ct) \sin(kz - \omega t + \phi). \quad (13)$$

Согласно (8)

$$\begin{aligned} \operatorname{Im} W(z, t) = & \frac{1}{\pi} \left\{ \sin(\zeta + \phi) \left[\ln \left| \frac{\zeta + kl}{\zeta} \right| + \operatorname{Cin}|\zeta| - \operatorname{Cin}|\zeta + kl| \right] - \right. \\ & \left. - \cos(\zeta + \psi) [\operatorname{Si}(\zeta + kl) - \operatorname{Si}(\zeta)] \right\}, \quad \zeta = kl - ct, \quad (14) \end{aligned}$$

где

$$\operatorname{Cin} x = \int_0^x dt \frac{1 - \cos t}{t}, \quad \operatorname{Si} = \int_0^x dt \frac{\sin t}{t}. \quad (15)$$

Поле $\langle E \rangle$ и функция $\operatorname{Re} W$ не равны нулю только в интервале $ct - l < z < ct$, в то время как $\operatorname{Im} W$ не равна нулю и вне этого интервала. На рис. 1 показана зависимость $dR(\zeta = kz - \omega t)/dt$ при значениях $kl = \pi, 4\pi$ и $\psi = 0, \pi/2$. Как видно из этого рисунка, скорость регистрации фотоотсчетов не равна нулю вне интервала, где сосредоточено поле сигнала. Эта фиктивная скорость регистрации тем больше, чем короче импульс. В области фемтосекундных импульсов, содержащих лишь несколько волн, искажение истинной картины, обязанное

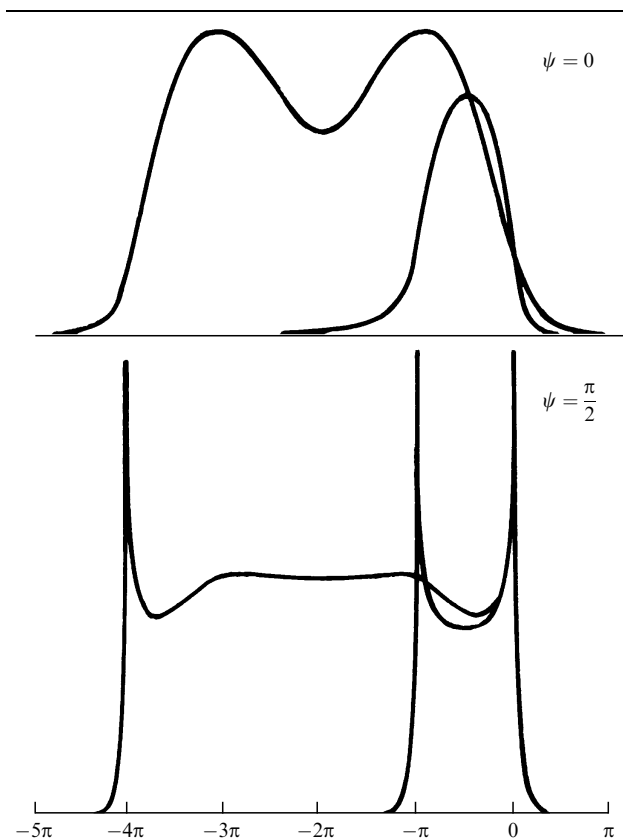


Рис. 1. Зависимость от времени теоретической скорости регистрации фотоотсчетов. Верхние кривые соответствуют сигналам без разрывов, нижние — сигналам с разрывами при $\zeta = 0$ и $\zeta = \pi, 4\pi$. Отличие от нуля скорости регистрации фотоотсчетов при положительных ζ представляет собой физически бессмысленный предвестник

активному предвестнику в скорости регистрации фотоотсчетов, становится заметным.

Отметим, что кроме соотношения (8) имеется аналогичное соотношение, связывающее вещественную часть W с ее мнимой частью. Следовательно, локализация одной части W делает другую часть распределенной во всем пространстве. Таким образом, при когерентном состоянии корреляционная функция (2) не может быть сделана локализованной. Только электрическое поле $\langle E \rangle = 2\operatorname{Re} W$ и функции этого поля могут быть локализованы.

Соотношение (8) и сопряженное ему напоминают соотношения Крамерса–Кронига. Однако смысл этих соотношений иной. Соотношения Крамерса–Кронига накладывают ограничения на спектральные свойства диэлектрической проницаемости $\varepsilon(\omega)$, обусловленные причинностью. Соотношение же (8) и сопряженное ему указывают на нарушение причинности, обусловленное искусственными ограничениями на спектр $E^{(+)}$ и $E^{(-)}$.

Показанное выше нарушение причинности корреляционной функцией (2) требует изменения определения корреляционных функций в целом и, в частности, изменения определения скорости регистрации фотоотсчетов.

Иногда утверждается, что нарушение причинности количественно невелико и, следовательно, не играет большой роли. Однако это не так. Во-первых, количественный критерий неприменим к таким принципиальным понятиям, как причинность. Есть только две возможности: или причинность нарушается и теория неверна, или причинность не нарушается и у теории есть шансы быть верной. Во-вторых, были сделаны попытки поправить теорию фотоотсчетов. Эти попытки были частично успешными [14, 15], но привели к скорости регистрации фотоотсчетов, зависящей от свойств фотодетектора, в то время как скорость регистрации фотоотсчетов есть величина, принципиально характеризующая лишь свойства поля и не зависящая от свойств детектора. Фактически, независимость скорости регистрации фотоотсчетов от свойств детектора есть дополнительное требование к этой величине наряду с причинностью. Удовлетворить обоим этим требованиям нелегко, а может быть и невозможно.

Напомним таким образом о причинностных неувязках традиционной теории фотоотсчетов, вернемся к изложенному выше подходу и последовательно рассмотрим возникающие в нем проблемы.

3. Неустойчивость электронного облака при низкой плотности

Распад [9] электронного облака на сгустки при малых электронных плотностях иллюстрируется ниже на простом примере: два электрона, расположенные в квадратичной потенциальной яме взаимодействуют друг с другом по кулоновскому закону. Изменяя параметр потенциальной ямы, можно управлять электронной плотностью рассматриваемой системы и определить момент, когда электронное облако начнет распадаться на сгустки.

Электроны в потенциальной яме описываются гамильтонианом

$$H = -\frac{1}{2} \Delta_1 - \frac{1}{2} \Delta_2 + \alpha(\rho_1^2 + \rho_2^2) - \frac{1}{\rho_{12}},$$

где Δ_1 и Δ_2 — операторы Лапласа для первого и второго электронов; ρ_1 , ρ_2 и ρ_{12} — расстояния, соответственно, до начала координат и между ними, выраженные в боровских радиусах; параметр α квадратичной потенциальной ямы определяет величину поля этой ямы, действующего на электроны. Расчеты стационарных волновых функций и соответствующих им энергий проводились безбазисным вариационным методом [16, 17]. На рис. 2 приведена зависимость энергий симметричного (не распавшегося на сгустки) и асимметричного (распавшегося на два сгустка) состояний от параметра α , т.е. фактически от величины сил, удерживающих электроны вместе. Как видим, при значениях параметра α , меньших 0,82, энергетически более выгодным становится асимметричное состояние. Распад электронного облака на сгустки виден на рис. 3, где показаны плотность заряда асимметричного состояния на оси z . Когда силы, удерживающие электроны, велики, кулоновское расталкивание не играет большой роли и энергетически выгодно симметричное состояние. По мере же уменьшения сжимающих сил (т.е. параметра α) относительная роль кулоновской энергии возрастает и, начиная со значения $\alpha = 0,82$, более выгодным становится асимметричное, распавшееся на два сгустка состояние.

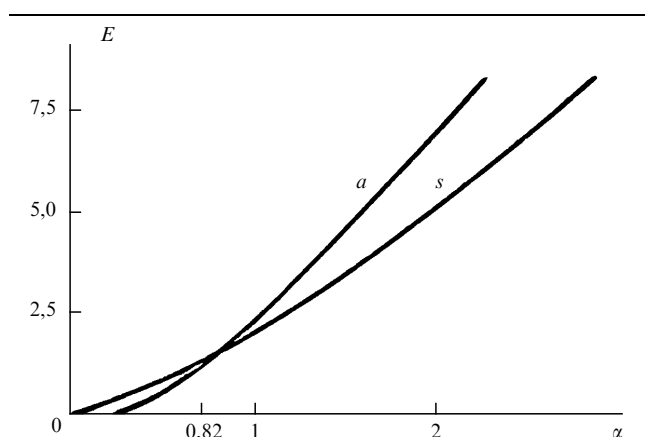


Рис. 2. Энергия e (в атомных единицах) симметричного (s) и асимметричного (a) состояний в зависимости от параметра α квадратичной потенциальной ямы. В широкой потенциальной яме энергетически выгодным становится асимметричное, распавшееся на два сгустка состояние

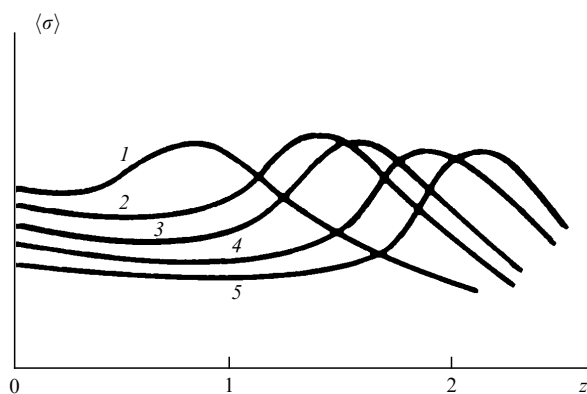


Рис. 3. Распределение заряда вдоль оси z для асимметричного состояния при значениях параметра α : 0,4 (1), 0,25 (2), 0,2 (3), 0,15 (4), 0,1 (5). Расстояние между сгустками тем больше, чем шире потенциальная яма

Как упомянуто выше, для объяснения импульсных фотоотсчетов получила распространение так называемая гороховая теория, не имеющая математических оснований. При предложенном выше подходе никаких дискретных образований в поле нет и в них нет необходимости. Сгустки в разреженном электронном потоке образуются за счет его кулоновской неустойчивости. Однако эти сгустки представляют собой довольно размазанные образования, так что должен существовать тот или иной механизм их обострения с тем, чтобы они могли давать резкие всплески тока во внешней цепи детектора.

4. Пространственные и временные катастрофы неоднородного электронного потока

Как мы увидим далее, в электронном потоке образуются катастрофы в том смысле, как они понимаются в теории катастроф [18–20]. Для рассматриваемого нами механизма катастрофы интересны тем, что электронная плотность в них в некоторых точках обращается в бесконечность. Тем самым катастрофы являются естественным механизмом обострения электронных сгустков. Они могут быть двух видов: пространственные и временные. Пространственные катастрофы хорошо известны в геометрической оптике. Это не что иное, как каустики и фокусы — к ним приводит фокусировка лучей. Известно, что на каустиках и в фокусах интенсивность света стремится к бесконечности в рамках геометрического приближения. Совершенно аналогичным образом дело обстоит и в электронном потоке.

Временные катастрофы представляют собой обгоны одних электронных слоев другими. При этом электронная плотность также стремится к бесконечности.

4.1. Временные катастрофы — обгоны

Чтобы получить представление о том, как возрастает плотность заряда во временной катастрофе, т.е. при обгоне, рассмотрим два примера разлета электронных сгустков под действием кулоновских сил: сферически симметричный и линейный случаи. Сферически симметричный случай удобен тем, что уравнение движения электронного облака интегрируется на временном интервале от начала движения до начала обгона; поэтому возрастание электронной плотности может быть исследовано в аналитическом виде.

4.1.1. Сферически симметричный разлет электронного сгустка. Пусть в начальный момент задано сферически симметричное распределение зарядовой плотности $\sigma(\mathbf{r})$ и при этом сгусток покоится, т.е. скорости во всех точках сгустка равны нулю. Тогда электрическое поле $E(R)$ на сфере радиусом R равно

$$E(R) = \frac{Q(R)}{R^2}, \quad (16)$$

где $Q(R)$ — полный заряд, заключенный в этой сфере:

$$Q(R) = 4\pi \int_0^R dr r^2 \sigma(r). \quad (17)$$

Отметим, что до момента начала обгона величина $Q(R)$ представляет собой константу, т.е. $Q(R) = Q(R_0)$, если R_0

— начальное значение R . Таким образом, закон движения зарядов, лежащих на сфере радиусом R , имеет вид

$$m\ddot{R} = \frac{eQ(R_0)}{R^2}. \quad (18)$$

Предположим далее, что в начальный момент распределение заряда является гауссовым:

$$\sigma(\mathbf{r}) = \frac{Q_0}{\pi^{3/2} r_0^3} \exp\left(-\frac{r^2}{r_0^2}\right), \quad (19)$$

где Q_0 — полный заряд распределения. Тогда интегрирование этого уравнения приводит к зависимости

$$\left[(\rho(\rho - \rho_0))^{1/2} + \rho_0 \ln \frac{(\rho - \rho_0)^{1/2} + \rho^{1/2}}{\rho_0^{1/2}} \right] \left(\frac{\rho_0}{J(\rho_0)} \right)^{1/2} = \tau, \quad (20)$$

где

$$\rho = \frac{R}{r_0}; \quad \rho_0 = \frac{R_0}{r_0}; \quad \tau = \frac{t}{t_0}; \quad (21)$$

$$t_0 = \left(\frac{m}{e} \frac{r_0^3}{Q_0} \right)^{1/2}; \quad J(\rho_0) = \frac{4}{\pi^{1/2}} \int_0^{\rho_0} d\rho \rho^2 \exp(-\rho^2). \quad (22)$$

Рассмотрим теперь, как с течением времени изменяется плотность заряда $\sigma(R)$. Для этого заметим, что до начала обгона полный заряд, заключенный в тонком сферическом слое толщиной dR , сохраняется с течением времени. Поэтому имеет место равенство

$$\sigma(R) R^2 dR = \sigma(R_0) R_0^2 dR_0$$

или

$$\sigma(R) = \sigma(R_0) \frac{R_0^2}{R^2} \frac{dR_0}{dR}. \quad (23)$$

Из этого соотношения видно, что плотность заряда может стать бесконечной, только если производная dR_0/dR обратится в бесконечность или, что то же самое, производная dR/dR_0 обратится в нуль.

Производную dR/dR_0 можно найти, продифференцировав по R_0 соотношение (20):

$$\dot{R} = \rho - \frac{1}{2} \left[(\rho - 1) + \left(\frac{\rho - 1}{\rho} \right)^{1/2} \times \ln((\rho - 1)^{1/2} + \rho^{1/2}) \right] \frac{3 - R_0 Q}{Q}. \quad (24)$$

Зависимость R от R_0 была рассчитана с помощью ЭВМ и результаты этого расчета приведены на рис. 4. На рисунке хорошо видно, что в точке, где dR/dR_0 впервые обращается в нуль, эта зависимость имеет перегиб и, следовательно, ее можно представить в виде

$$R = B + \varepsilon(R_0 - A)^3 + \dots, \quad (25)$$

где A и B — некоторые константы. Тогда R_0 зависит от R следующим образом:

$$R_0 = A + \left(\frac{R - B}{\varepsilon} \right)^{1/3}. \quad (26)$$

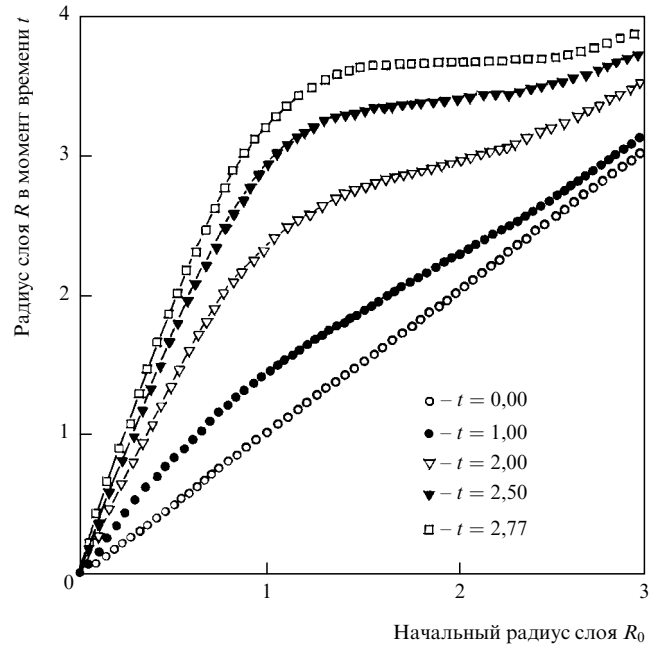


Рис. 4. Сферический разлет электронного сгустка под действием кулоновского поля. В начале обгона одних слоев другими производная зависимости R от R_0 при фиксированном t обращается в нуль в точке перегиба

Производная dR/dR_0 вблизи этой точки имеет вид:

$$R = 3\varepsilon(R_0 - A)^2 = 3\varepsilon^{1/2}(R - B)^{2/3}. \quad (27)$$

Таким образом, зависимость плотности заряда от R вблизи точки, где она обращается в бесконечность, имеет вид:

$$\sigma(R) = \frac{1}{3} \sigma(A) \varepsilon^{-1/2} \left(\frac{A}{B} \right)^2 (R - B)^{-2/3}. \quad (28)$$

Как видно из рис. 4, в начальный момент времени R и R_0 совпадают. Затем начинается разлет сгустка, при этом наибольшие скорости и, соответственно, наибольшие смещения приобретаются зарядами на склоне зарядового распределения. Вследствие этого предшествующие слои догоняют последующие. Например, смещения при $R_0 \approx 1,5$ значительно превосходят смещения при $R_0 \approx 2,0$. При $t = 2,77$ значения R , соответствующие $1,5 < R_0 < 2,0$, выравниваются и это означает начало обгона и обращение плотности заряда в бесконечность. На рис. 5 видно формирование максимума плотности зарядового распределения и его обострение со временем вблизи $R \approx 3,65$. При $t = 2,77$ плотность зарядового распределения в максимуме почти на четыре порядка выше, чем в центре распределения.

На рис. 6 показана зависимость электрического поля от координаты R . Видно, что в месте обращения в бесконечность плотности зарядового распределения формируется скачок электрического поля, как это и должно быть в области заряженного слоя. На рис. 7 показана зависимость полного заряда внутри некоторой сферы от ее радиуса R . Из этой зависимости можно заключить, что в области заряженного слоя ($3,6 < R < 3,7$) сосредоточено не менее 20% всего заряда.

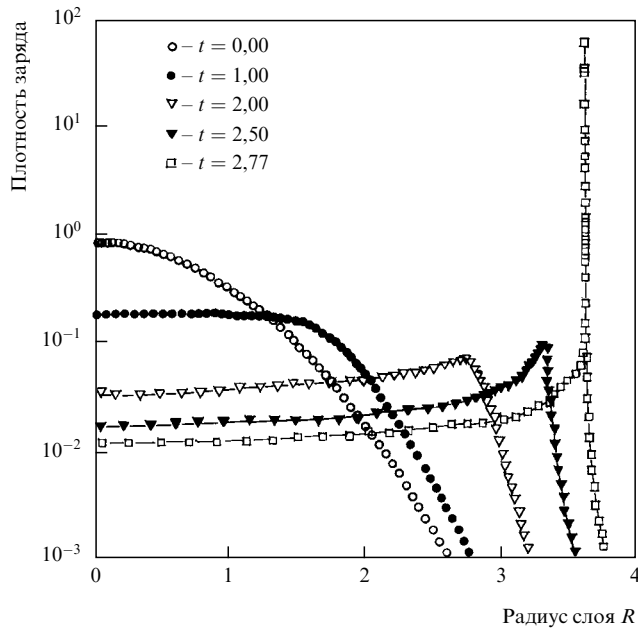


Рис. 5. Формирование максимума электронной плотности и его обострение со временем при сферическом разлете. Плотность в максимуме почти на четыре порядка превосходит плотность в центре распределения

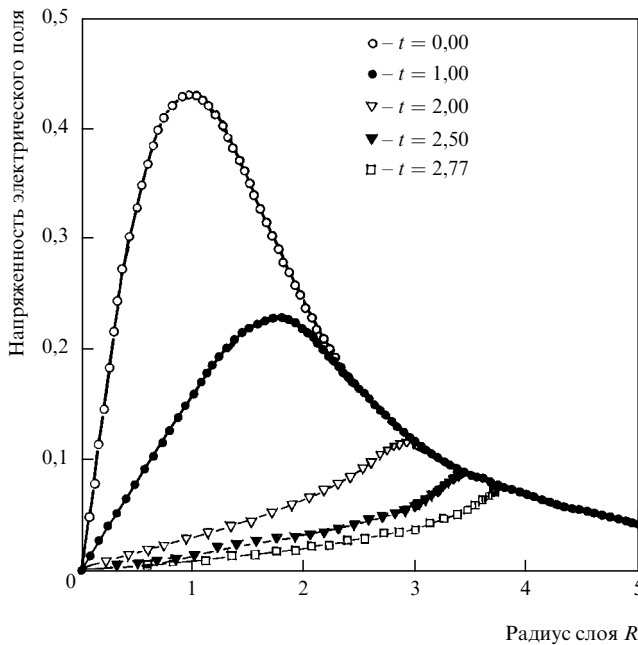


Рис. 6. Скачок напряженности электрического поля вблизи максимума электронной плотности

4.1.2. Линейный разлет электронного сгустка. Пусть заряд удерживается посторонними силами вблизи оси z . Его линейная плотность задается распределением $\sigma(z)$, которое для простоты будем считать симметричным относительно начала координат. Как и раньше, скорость зарядов в начальный момент времени полагаем равной нулю. Уравнения движения элемента заряда имеют вид

$$\frac{dz(z_0, t)}{dt} = V(z_0, t), \quad \frac{dV(z_0, t)}{dt} = a(z_0, t), \quad (29)$$

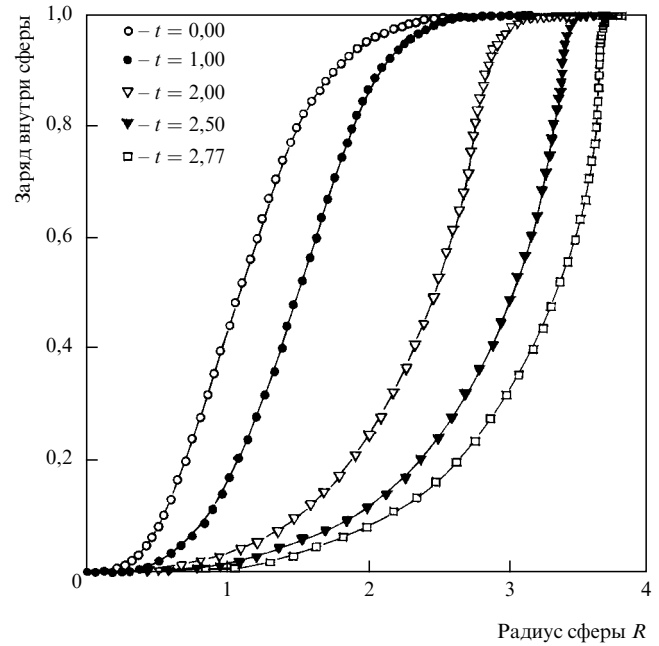


Рис. 7. Зависимость полного заряда внутри сферы от ее радиуса. В слое вблизи максимума сосредоточено от 20 до 50 % всего заряда

где z — координата элемента заряда, исходно расположенного в точке z_0 ; V — его скорость;

$$a(z_0, t) = \frac{e}{m} E(z_0, t) \quad (30)$$

— ускорение заряда и E — напряженность электрического поля, действующего на него.

В поперечном направлении распределение предполагается равномерным внутри окружности радиусом r , т.е. в целом распределение находится внутри цилиндра с радиусом r и осью, совпадающей с осью z . Предположение о бесконечной тонкости распределения в поперечном направлении приводит к расходящимся выражениям для полей. Напряженность электрического поля на оси цилиндрического заряженного диска равна

$$E = 2\pi\rho \left[1 - \frac{l}{(l^2 + r^2)^{1/2}} \right] dz, \quad (31)$$

где r — радиус диска; ρ — плотность заряда в нем; l — расстояние вдоль оси диска от диска до точки поля и dz — толщина диска. Суммируя это выражение по всем l , получаем поле зарядового распределения в точке z :

$$E(z) = 2\pi \left[\int_{-\infty}^z dz' \rho(z') \left(1 - \frac{z - z'}{[(z - z')^2 + r^2]^{1/2}} \right) - \int_z^{+\infty} dz'' \rho(z'') \left(1 - \frac{z'' - z}{[(z'' - z)^2 + r^2]^{1/2}} \right) \right]. \quad (32)$$

В дальнейшем удобно использовать полный заряд, расположенный левее точки z . Он равен

$$Q(z) = \pi r^2 \int_{-\infty}^z dz' \rho(z'); \quad Q(z = +\infty) = Q_0. \quad (33)$$

Используя соотношение

$$dQ = \pi r^2 \rho(z) dz, \quad (34)$$

получаем

$$E(z) = \frac{2}{r^2} \left\{ \int_0^Q dQ' \left[1 - \frac{z(Q) - z(Q')}{[r^2 + (z(Q) - z(Q'))^2]^{1/2}} \right] - \int_Q^{Q_0} dQ'' \left[1 - \frac{z(Q'') - z(Q)}{[r^2 + (z(Q'') - z(Q))^2]^{1/2}} \right] \right\}. \quad (35)$$

Уравнения движения (29) и (30) теперь можно записать в виде

$$\frac{dz(Q, t)}{dt} = V(Q, t); \quad \frac{dV(Q, t)}{dt} = a(Q, t); \quad (36)$$

$$a(Q, t) = \frac{2e}{mr^2} \int_0^{Q_0} dQ'' W(Q, Q''), \quad (37)$$

где

$$W(Q, Q') = 1 - \frac{z(Q) - z(Q')}{\{r^2 + [z(Q) - z(Q')]^2\}^{1/2}} \quad \text{при } Q' < Q \quad (38)$$

и

$$W(Q, Q') = \frac{z(Q') - z(Q)}{\{r^2 + [z(Q) - z(Q')]^2\}^{1/2}} - 1 \quad \text{при } Q' > Q, \quad (39)$$

зависимость $z(Q)$ определяется соотношением (33).

До начала обгона заряд, заключенный между двумя сечениями распределения, сохраняется. Поэтому имеет место соотношение:

$$\rho(z, t) dz|_t = \rho(z_0, 0) dz_0|_{t=0}$$

или

$$\rho(z, t) = \rho(z_0, 0) \left(\frac{dz}{dz_0} \right)_{t=\text{const}}^{-1}. \quad (40)$$

Таким образом, плотность заряда может обратиться в бесконечность, если производная $(dz/dz_0)_{t=\text{const}}$ обратится в нуль.

Результаты расчетов плотности заряда приведены на рис. 8. Так же как и в сферическом случае со временем формируется бесконечный максимум зарядового распределения. Однако теперь имеется возможность исследовать зависимость картины образования сгущений от диаметра зарядового распределения ($2r$). На рис. 9 представлены такие картины для $r = 0,05$; $0,15$ и $0,5$. Нетрудно видеть, что образование сгущений происходит тем раньше, чем тоньше распределение в поперечном направлении, т.е. чем выше в нем плотность заряда. Это обстоятельство повышает важность пространственной фокусировки, которая рассматривается ниже.

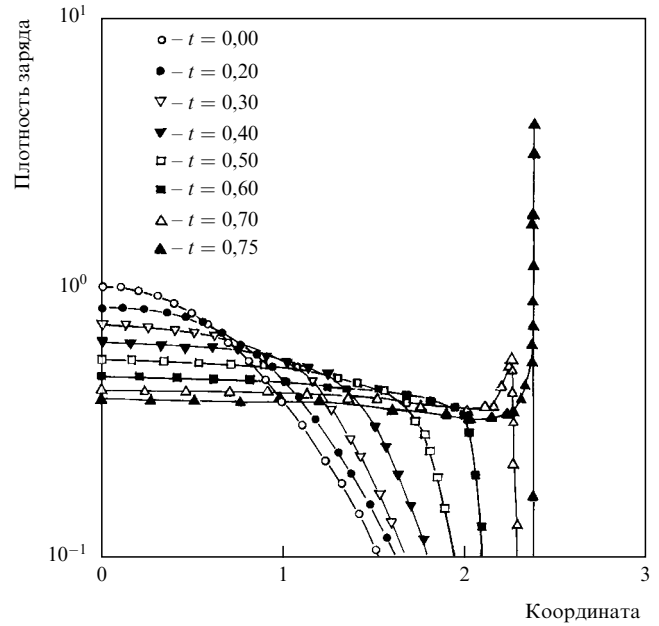


Рис. 8. Формирование максимума электронной плотности и его обострение при линейном разлете

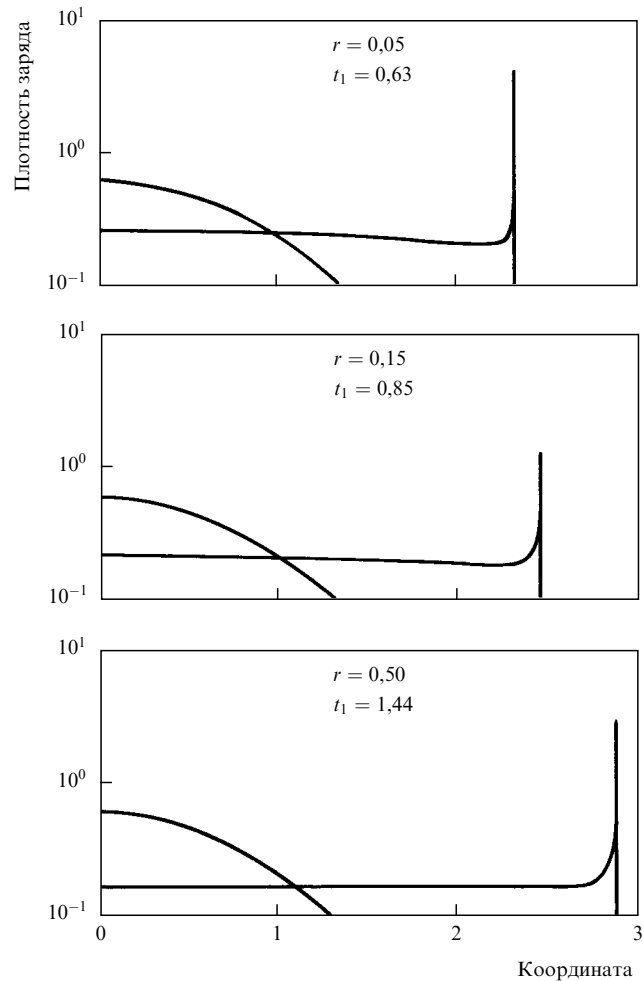


Рис. 9. Формирование максимумов электронной плотности при различных размерах поперечного распределения

4.2. Пространственные катастрофы — фокусировка

Связанные с фокусировкой пространственные катастрофы хорошо известны, например, из геометрической оптики [21]. Поэтому приведем лишь некоторые качественные соображения о роли фокусировки при обострении электронных сгустков.

Как правило, движение электронного облака в катод-анодном пространстве происходит в фокусирующем статическом поле. Кулоновское поле самого электронного распределения также может быть иногда фокусирующим. В результате фокусировки могут происходить пространственные катастрофы двух типов: фокусы и каустики. В фокусах плотность зарядового распределения (в пренебрежении волновой природой электронов) возрастает как $1/R^2$, на каустиках — как $1/R$. Однако фокус в отличие от каустики не является катастрофой общего положения. Иными словами, радиусы кривизны электронного волнового фронта лишь в исключительных случаях оказываются одинаковыми, что необходимо для сферичности этого фронта и образования фокуса. Но и различия между этими радиусами не слишком велики, не на порядки. Поэтому в области вблизи каустик возрастание плотности зарядового распределения наиболее вероятно по закону $1/R^n$, где $1 < n < 2$.

При уменьшении диаметра распределения (см. предыдущий раздел) временная катастрофа случается раньше. Это означает, что при приближении электронного сгустка к области каустик и, соответственно, при возрастании зарядовой плотности актуализируются и процессы обгона. Иными словами, велика вероятность того, что временная и пространственная катастрофы произойдут вблизи друг друга. Тогда нарастание зарядовой плотности приблизится к зависимости $1/R^2$, т.е. электронный сгусток делается непрозрачным.

5. Прозрачные и непрозрачные электронные сгустки

Как показано выше, катастрофы, образующиеся в электронном потоке, приводят к возрастанию плотности заряда в отдельных точках до бесконечности, при этом зарядовые сгустки вблизи этих точек ведут себя подобно точечным частицам. Такие сгустки могут быть, по-видимому, двух видов: прозрачные и непрозрачные. На точечные частицы особенно похожи непрозрачные сгустки, поскольку они более устойчивы. Соответственно для нашего рассмотрения они наиболее важны. Поясним сказанное на примере сферически симметричных сгустков.

Проанализируем, по какому закону должна изменяться плотность заряда в сферически симметричном сгустке, чтобы потенциал в центре сгустка стремился к бесконечности. При этом условии электронные сгустки, падающие извне на рассматриваемый сгусток, не смогут проникнуть в его центр, т.е. сгусток в этом случае будет непрозрачным.

Пусть плотность заряда в сгустке описывается распределением

$$\sigma(r) = \frac{G}{r^n}. \quad (41)$$

Полный заряд сгустка $Q(R)$ в центральной части сгустка (в сфере с небольшим радиусом R) должен быть конечным:

$$Q(R) = 4\pi \int_0^R dr r^2 \sigma(r) = 4\pi G \int_0^R dr r^{2-n} = \frac{4\pi G}{3-n} r^{3-n} \Big|_0^R. \quad (42)$$

Это возможно, лишь если

$$n < 3.$$

Заряд $Q(R)$ в этом случае равен

$$Q(R) = \frac{4\pi G}{3-n} R^{3-n}. \quad (43)$$

Напряженность электрического поля равна

$$E(R) = \frac{Q(R)}{R^2} = \frac{4\pi G}{3-n} R^{1-n}. \quad (44)$$

Соответственно, для потенциала получаем выражение

$$\begin{aligned} U(R) &= \int_R^\infty dR' E(R') = \frac{4\pi G}{3-n} \int_R^\infty dR' R'^{(1-n)} = \\ &= \frac{4\pi G}{(2-n)(3-n)} R^{(2-n)} \Big|_R^\infty. \end{aligned} \quad (45)$$

Поведение потенциала на верхнем пределе не существенно для дальнейшего, поскольку вдали от особенности (41) плотность заряда может убывать быстрее. Главное — поведение потенциала в сердцевине сгустка. Потенциал в сердцевине стремится к бесконечности, если $n > 2$. Таким образом, сгусток является непрозрачным, если распределение заряда в нем подчиняется закону (41) при $2 < n < 3$. Реально n может превышать 2, так как энергия, необходимая для внесения новых зарядов в центральную часть сгустка, стремится к бесконечности при $n \rightarrow 2$.

6. Одноэлектронные сгустки

Одним из труднейших вопросов обсуждаемого нами механизма возникновения дискретных фотоотсчетов является необходимость объяснения одноэлектронности сгустков. В литературе общепринята точка зрения, что один фотоотсчет соответствует одному локализованному электрону, выбитому фотонами из катода. Однако прямых экспериментальных подтверждений этой точки зрения мы в публикациях не обнаружили. Также мы не обнаружили даже доказательства того, что импульсы, соответствующие фотоотсчетам, идентичны друг другу. Тем не менее общепринятая точка зрения, по-видимому, близка к истине. Поэтому, развивая изложенный выше подход, нужно указать какие-то причины, по которым наблюдение одноэлектронных сгустков оказывается предпочтительным.

При исследовании состояния двухэлектронной системы в квадратичной потенциальной яме было показано, что при малой плотности облако распадается на два сгустка. Мы полагаем, что это обстоятельство не случайно, что трехэлектронное облако будет распадаться в первую очередь на три сгустка, четырехэлектронное — на четыре, а n -электронное — на n сгустков.

Качественно это утверждение можно обосновать следующим образом. Как известно, в гамильтониане, учитывающем кулоновское взаимодействие,

$$H = \sum_n \frac{1}{2m} \vec{p}_n^2 + \sum_{n,l} \frac{e^2}{r_{nl}}, \quad (46)$$

отсутствует самодействие, т.е. действие кулоновского поля того или иного электрона на него самого; в (46) в первом члене суммируются кинетические энергии электронов, а во втором суммируются взаимные кулоновские энергии электронных пар и нет никакого специфического члена, который отвечал бы за самодействие. Следовательно, если каким-либо образом сформировать узкий волновой пакет, состоящий из одного электрона, то кулоновское расталкивание в нем будет отсутствовать; он будет расплываться лишь так, как расплывается незаряженный волновой пакет, т.е. относительно медленно. Таким образом, одноэлектронные волновые пакеты будут относительно более долгоживущими, чем пакеты, содержащие большее число электронов; благодаря этому при наблюдениях они будут встречаться наиболее часто.

Однако рассматриваемая задача принципиально многоэлектронная, а многоэлектронная волновая функция, как известно, обладает определенными свойствами симметрии относительно перестановок (например, координатная волновая функция — волновой пакет — должна быть полностью антисимметрична относительно перестановок электронов, если их спины направлены в одну сторону). В этом смысле все электронные волновые пакеты — многоэлектронные и на первый взгляд кажется, что сформировать одноэлектронный волновой пакет принципиально невозможно.

Тем не менее среди многоэлектронных конфигураций с должной перестановочной симметрией существуют такие, которые эквивалентны одноэлектронным. Действительно, пусть $\psi(\mathbf{r})$ описывает сосредоточенный электронный волновой пакет, например, гауссов. Тогда волновая функция

$$\psi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = 2^{-1/2} [\psi(\mathbf{r}_1) \psi(\mathbf{r}_2 - \mathbf{a}) - \psi(\mathbf{r}_2) \psi(\mathbf{r}_1 - \mathbf{a})] \quad (47)$$

описывает двухэлектронную систему, сосредоточенную в двух пакетах: одном — в начале координат и во втором — в точке с радиусом-вектором \mathbf{a} . Можно убедиться, что кулоновское взаимодействие внутри каждого практически отсутствует, по крайней мере, если расстояние $|\mathbf{a}|$ между пакетами много больше их ширины (все спины для простоты считаются одинаково ориентированными, а спин-спиновое и спин-орбитальное взаимодействия — пренебрежимо малыми). Действительно, среднее значение кулоновской энергии в состоянии, описываемом функцией $\Psi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$, равно

$$\begin{aligned} \langle U_{\text{кул}} \rangle &= e^2 \iint d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2 |\psi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)| \cdot |\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|^{-1} = \\ &= \frac{1}{2} e^2 \iint d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2 [|\psi(\mathbf{r}_1)|^2 |\psi(\mathbf{r}_2 - \mathbf{a})|^2 + \\ &+ |\psi(\mathbf{r}_2)|^2 |\psi(\mathbf{r}_1 - \mathbf{a})|^2 - \\ &- \psi^*(\mathbf{r}_1) \psi(\mathbf{r}_1 - \mathbf{a}) \psi(\mathbf{r}_2) \psi^*(\mathbf{r}_2 - \mathbf{a}) - \\ &- \psi(\mathbf{r}_1) \psi^*(\mathbf{r}_1 - \mathbf{a}) \psi^*(\mathbf{r}_2) \psi(\mathbf{r}_2 - \mathbf{a})] \cdot |\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|^{-1}. \end{aligned} \quad (48)$$

Первые два члена в этом выражении — кулоновская энергия взаимодействия двух электронов, расположенных соответственно в начале координат и в точке с радиусом-вектором \mathbf{a} . Приблизительно эта часть кулоновской энергии равна

$$\langle U_{\text{кул}} \rangle' = \frac{e^2}{|\mathbf{a}|}, \quad (49)$$

так как множитель $1/|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|$ можно считать практически постоянным в пределах распределений $|\psi(\mathbf{r}_1)|^2$ и $|\psi(\mathbf{r}_2 - \mathbf{a})|^2$ и равным $1/|\mathbf{a}|$.

Остальные два члена в (48) — это так называемые интегралы перекрытия, которые в рассматриваемых условиях могут быть лишь очень малыми. Действительно, в них фигурируют комбинации

$$\psi^*(\mathbf{r}_1) \psi(\mathbf{r}_1 - \mathbf{a}), \quad \psi(\mathbf{r}_2) \psi^*(\mathbf{r}_2 - \mathbf{a})$$

и сопряженные им. Но эти комбинации обязательно малы, ибо если ширина гауссова пакета много меньше $|\mathbf{a}|$, то когда функция $\psi^*(\mathbf{r}_1)$ находится вблизи своего максимального значения, функция $\psi(\mathbf{r}_2 - \mathbf{a})$ очень мала, и наоборот.

Таким образом, хотя в каждом из двух волновых пакетов с равной вероятностью присутствуют оба электрона, кулоновское взаимодействие внутри каждого из пакетов отсутствует. Положение такое, как если бы каждый из электронов находился в своем пакете. Эти соображения без труда обобщаются на случай нескольких электронов; для этого достаточно вместо функции (47) воспользоваться слейтеровским детерминантом. Эти соображения, как легко понять, тождественны тем, из-за которых при рассмотрении атомов можно игнорировать существование электронов, находящихся далеко вне этого атома (например, в других атомах).

Следовательно, если исходно образовался многоэлектронный сгусток, он будет ускоренно распадаться под действием внутрипакетного кулоновского взаимодействия, стремясь образовывать в конечном счете одноэлектронный сгусток в том понимании, которое изложено выше. Одноэлектронный же сгусток после своего образования будет относительно медленно расплываться, как расплывается в свободном пространстве незаряженный волновой пакет. Таким образом, одноэлектронные сгустки должны иметь большее время жизни, чем многоэлектронные, и поэтому их наблюдение в среднем более вероятно.

7. Заключение

Приведенные в данной статье соображения ни в коей мере не исчерпывают проблемы и не являются доказательством справедливости изложенного подхода. Читатель, несомненно, сможет сам поставить вопросы, на которые в статье нет ответа. Удивительно, однако, как много может быть выдвинуто доводов в пользу обсуждаемого подхода, и круг известных явлений, с которыми этот подход совместим, довольно широк. Среди доводов в пользу предложенного механизма главный заключается в том, что электронный сгусток образуется естественным, физически обоснованным образом, а не в результате чудесного и таинственного превращения электронной волны в частицу. Поэтому мы решились

опубликовать эти соображения, чтобы по возможности привлечь к ним внимание как теоретиков, так и экспериментаторов.

Уже на данном этапе проведенное исследование позволяет дать качественную картину возникновения фотоотсчетов при детектировании когерентного (лазерного) излучения. Электронная система металлического или полупроводникового катода имеет высокую плотность и равномерно (в пренебрежении флуктуациями) распределена по объему катода. Под действием когерентного излучения эта электронная система, оставаясь более или менее равномерно распределенной, возбуждается так, что становится возможным выход электронного облака через поверхность катода в вакуумное пространство между катодом и анодом. Вне пределов катода плотность электронного облака значительно снижается, в результате чего становится выгодным распадение облака на отдельные сгустки, возможно даже одноэлектронные. Однако, как показывает расчет, эти сгустки довольно расплывчатые, так что расстояние между ними порядка их ширины. При ускорении этих сгустков статическим электрическим полем в пространстве между катодом и анодом они фокусируются (пространственная катастрофа), что приводит к их поперечному уплотнению. Благодаря же кулоновскому полю в них возникает явление обгона (временная катастрофа) и они уплотняются в продольном направлении, так что их ширина становится много меньше расстояния между ними. Такой, уплотненный сгусток, по существу, сильно напоминает точечноподобную частицу и, пролетая через катод-анодное пространство, он будет возбуждать во внешней цепи приемника острый и интенсивный всплеск тока, который наблюдателем будет восприниматься как фотоотсчет. Отметим, что возможность привлечения теории катастроф с ее топологическими методами к проблеме обострения электронных сгустков указывает на неслучайную природу этого обострения. В этом отношении представляет интерес рассмотрение развития катастроф волновой функции в конфигурационном $3N$ -мерном пространстве N электронов.

Из предложенного подхода следует, что статистика всплесков тока в фотоприемнике, которую обычно отождествляют со статистикой фотонов, отражает прежде всего, статистический характер процесса распада электронного облака на сгустки и лишь во вторую очередь — свойства света, вызывающего фотоэффект. По существу, фотоотсчеты — это шумы детектирования, сильно искажающие реальные свойства светового потока.

С экспериментальной точки зрения наиболее интересным следствием предложенного механизма является принципиальная возможность режима работы фотокатода без всплесков тока. Такая возможность может проявиться в достаточно сильных полях, когда электронное облако не успевает распадаться на сгустки. При этом существенно изменится спектральный состав фототока: в нем пропадут высокочастотные составляющие, обусловленные отдельными сгустками, и останутся лишь низкочастотные составляющие, обусловленные изменением амплитуды оптического сигнала. Как правило, следующие за фотоприемником усилители имеют пониженную чувствительность в низкочастотной области. Это понижение чувствительности в режиме без всплесков тока должно быть скорректировано, в противном случае

исчезновение всплесков тока будет проявляться как снижение эффективности фотокатода. К сожалению, на данном этапе невозможно количественно определить режим работы без всплесков.

Изложенное, с одной стороны, обосновывает статистичность явления фотоотсчетов, с другой — низводит эту статистичность из ранга явления принципиального и дополнительного к аппарату квантовой механики в ранг явления непринципиального и вытекающего из квантовомеханического аппарата. В этом отношении изложенный подход возвращает нас к старым дискуссиям о локализации и делокализации частиц (особенно следует вспомнить в связи с этим книгу де Бройля [22]). Возможно, он позволит по-новому взглянуть на эти старые вопросы (см. в связи с этим интересную статью [23]).

Отметим также, что фотоотсчет как элементарный акт изучен плохо. Насколько точно один фотоотсчет соответствует прохождению одного элементарного заряда через катод-анодный промежуток? Какова пространственная протяженность электронного волнового пакета, вызывающего фотоотсчет? Одинаковы ли всплески тока в цепи прибора, соответствующие единичным фотоотсчетам? Эти вопросы желательно изучить не в условиях фотоумножителя, осложненных побочными эффектами, обусловленными вторичными электронами, а в более "чистых" условиях.

Авторы признательны А.М. Прохорову, Ф.В. Бункину, Ю.В. Гуляеву, Е.М. Дианову, Р. Глауберу, В.И. Татарскому, А.А. Рухадзе, С.П. Аллилуеву, Б.М. Болотовскому, Н.Б. Делоне, М.В. Федорову, А.В. Масалову, И.А. Володину, Н.К. Флавицкому, В.П. Карасеву, И.И. Тугову, Ч.К. Мухтарову, Ж. Лошаку, С.Л. Чину, Е.Г. Рудашевскому, Ю.Е. Лозовику, А.С. Чиркину, В.А. Щеглову, В.В. Савранскому, В.Б. Федорову за многочисленные дискуссии. Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований.

Список литературы

1. Schottky W *Ann. Phys. Lpz.* **57** 541 (1918)
2. Beck A H W *Thermionic valves* (Cambridge: Univ. Press, 1953)
3. *Photoemission and the Electronic Properties of Surfaces* (Eds B Feuerbacher, B Fitton, R F Willis) (N.Y.: John Wiley and Sons, 1978)
4. *Topics in applied Physics. Photoemission in Solids* (Eds M Cardona, L Ley) v. 26, 27 (1978)
5. *Photon Correlation Spectroscopy and Velocimetry* (Eds H Z Cummins, E R Pike) (N.Y.: Lond. 1977)
6. Jen J P *Proc. Inst. Radio Engng N.Y.* **29** 345 (1941)
7. Wigner E *Phys. Rev.* **46** 1002 (1934)
8. Wigner E *Trans. Far. Soc.* **34** 678 (1938)
9. Быков В П, Герасимов А В *ДАН* **328** 50 (1993)
10. Bykov V P Tatarskii V I *Phys. Lett. A* **136** 77 (1989)
11. Compagno G, Passante R, Persico F *Europhys. Lett.* **7** 399 (1988)
12. Compagno G, Palma G M, Passante R, Persico F *Europhys. Lett.* **9** 215 (1989)
13. Bykov V P, Tatarskii V I *Sov. Phys. JETP* **69** 299 (1989)
14. Bykov V P *Radiation of Atoms in a Resonant Environment* (World Scientific) (Singapore 1993)
15. Tatarskii V I *Phys. Lett. A* **144** 491 (1990)
16. Быков В П *ДАН* **300** 1353 (1988)
17. Bykov V P, Gerasimov A V Preprint ICTP, IC/92/194 (1992)
18. Thom R *Stabilité Structurale et Morphogenese* (N.Y.: Benjamin, 1972)

19. Постон Т, Стюарт И *Теория катастроф и ее приложения* (М.: Мир, 1980)
20. Арнольд В И *Теория катастроф* (М.: Наука, 1990)
21. Кравцов Ю А, Орлов Ю И *Геометрическая оптика неоднородных сред* (М.: Наука, 1980)
22. де Бройль Л *Соотношения неопределенностей Гейзенберга и вероятностная интерпретация волновой механики* (М.: Мир, 1986) (предисловие и дополняющие замечания проф. Ж. Лошакка)
23. Клышко Д Н *УФН* **11** 1187 (1994)

THE COULOMB DESINTEGRATION OF THE WEAK ELECTRON FLOWS AND PHOTOCOUNTS

V.P. Bykov, A.V. Gerasimov, V.O. Turin

General Physics Institute Russian Academy of Sciences,
ul. Vavilova, 38, Moscow, 117942 Russian
Fax (095) 135-02 70
E-mail: VPB@Bykov.msk.ru

A mechanism of the current splashes (photocounts) formation in the circuit of the photodetector under the influence of the smooth high coherent wave packet of the laser radiation is discussed. It is shown that these splashes can be due to the Coulomb instability of the electron flow at its low densities. The instability leads to the electron clots formation in the interelectrode space; these clots excite the current splashes in the detector circuit. It is shown that the clots sharpening happens due to caustics and outrunnings in the flow. The results of the numerical simulation of the electron cloud spreading are given. The formation of the sharp electron density maximums is shown. The proposed mechanism explains the discrete nature of photocounts at the photocathode excitation by smooth high coherent laser radiation.

PACS numbers: 42.50.Ct, 42.50.Lc, 42.50.Ne, **42.79.Pw**

Bibliography — 23 references

Received 1 August 1994, revised 20 Februar 1995