

ИЗ ИСТОРИИ ФИЗИКИ

Открытие постоянной Планка: "рентгеноскопия" научной ситуации (1900 г.). Упущенные возможности выбора Второго Шага

(к 100-летию Первого Шага квантовой теории)

В.И. Коган

От редколлегии. Рождение квантовой теории ассоциируется с докладом, который Макс Планк (1858–1947 гг.) сделал 14 декабря 1900 г. на Берлинском физическом коллоквиуме. 100-летие этой знаменательной даты журнал "Успехи физических наук" отмечает данной статьей.

PACS numbers: 01.65.+g, 03.65.-w

Содержание

1. Введение (1351).
 2. Микроскопический механизм акта тормозного излучения (1352).
 3. Связь вращательной компоненты движения электрона со спектром ТИ. Критерий квазиклассичности движения. Два класса классических спектров ТИ (1353).
 4. Основные результаты (1356).
 5. Заключение (1357).
- Список литературы (1357).

*Каждый опыт должен отвечать,
по возможности, только на один вопрос.*

М. А. Леонтович

1. Введение

Столетие открытия постоянной Планка $h \equiv 2\pi\hbar$ естественно усиливает интерес к ретроспективному анализу этого Первого Шага квантовой теории. В своем признании величия этого (единственного фактически состояв-

¹ Термин из [1], относящийся к истории России и русского языка, но, надеюсь, обретающий также и права "общенаучного" гражданства.

² Известный теоретик Ф. Хунд в специальном разделе "Могла ли история развиваться по-иному?" своей интересной книги [2] указывает четыре мысленных альтернативы такого рода (в единообразной формулировке — "могла ли квантовая теория начаться с...?"): 1) с кванта света? 2) с физики низких температур? 3) с комбинационного принципа спектров? 4) с экспериментального обнаружения интерференции катодных лучей?

В.И. Коган. Институт ядерного синтеза, Российский научный центр "Курчатовский институт",
123182 Москва, пл. Курчатова 1, Российская Федерация
Тел. (095) 196-73-34

Статья поступила 21 ноября 2000 г.

шегося) шага все историки физики, разумеется, едины. Однако как только анализ выходит на широкое поле "виртуальной истории"¹, переходя к взаимному сопоставлению целого ряда "виртуальных" Первых Шагов² по их эвристичности в плане достижения *главных целей* квантовой теории, — суждения этих историков нередко оказываются скептическими. Так, видный историк науки М. Джеммер [3] считает само осуществленное Планком квантование энергии радиационного осциллятора (ниже КЭРО) "концептуально чересчур сложным" и на этом основании отказывает этому Первому Шагу в "эвристической оптимальности", притом в сильных выражениях типа "вызывает сожаление", "не может быть никаких сомнений", "потребовалось бы гораздо меньше интеллектуальных усилий" и т.п. А уже упомянутый Ф. Хунд, основываясь на значительной временной дистанции между открытием \hbar (1900 г.) и, несомненно, ключевым шагом в "главном течении" квантовой теории — боровской теорией атома (1913 г.), идет еще дальше: "Открытие кванта действия \hbar явилось, можно сказать, преждевременными родами".

Мне бы хотелось возразить Джеммеру и Хунду в их, на мой взгляд, занижающих оценках "эвристического потенциала" планковского КЭРО. Возразить не ради "полномасштабного" отстаивания превосходства этого Первого Шага над альтернативными — скажем, четырьмя приведенными выше в сноске "хундовскими". И даже не ради слишком широко понимаемой эвристичности, неотделимой от таких атрибутов реальной, поистине волнующей драмы идей истории квантовой физики, как "блуждания", "промахи", постулаты "ad hoc"³ и прямая "слепота", примерами которых изобилуют монографии

³ Пример критической самооценки А. Зоммерфельда в отношении ключевого пункта одной из его ранних работ по теории тормозного излучения (см. [4], Т. 2).

[2, 3]⁴. А прежде всего — ради демонстрации "*самодостаточности*" КЭРО. Эта самодостаточность состоит в том, что КЭРО, как оказывается, допускает прямое и эвристичное продолжение — подлинный Второй Шаг, выявляющий, тем самым, неожиданно большую, притом "немедленную" (1900 г.), предсказательную силу и самого открытия Планка, прежде всего в аспекте корректного описания *взаимодействия излучения с веществом*⁵.

Уже из общей направленности отмеченных выше претензий Джеммера и Хунда к КЭРО ясно, что рецепт реализации искомого Второго Шага состоит (вернее, *состоял* сразу же после 1900 года!) в извлечении \hbar "из-под глыб" *термодинамики* и переводе ее (\hbar) в состояние "слияния" с некоторой, по возможности простой и пока классической, *электродинамической* системой, другими словами — в анализе "вторжения" \hbar в некий классический радиационный процесс. Таковым оказывается *тормозное излучение* (ТИ) электронов в кулоновском поле притяжения — основной механизм *рентгеновского* излучения (открытого в 1895 г., т.е. еще до открытия \hbar). А теоретическим (притом готовым для необходимой *адаптации к 1900 году*) "роялем в кустах" оказывается концепция *крамерсовской электродинамики* (КрЭД), выдвинутая и качественно разработанная автором настоящей статьи в 1986–1987 гг. (доклады на семинарах В.Л. Гинзбурга и С.Т. Беляева, последующие статьи [6–9] и др.).

Предваряя изложение сути "адаптации КрЭД к 1900 году", скажем несколько слов о самой этой концепции. КрЭД — это основа нового, в существе своем классического, метода описания и расчета квантовых переходов (первоначально излучательных, а затем и столкновительных) *произвольной* степени неупругости $\hbar\omega/E$, вызываемых электронами невысоких, *квазиклассических* энергий, движущихся в центральном, в общем случае некулоновском, потенциале притяжения (ниже ЦПП). В общих рамках квантовой электродинамики [10] КрЭД могла бы занять некоторое промежуточное положение между "развитой" (в смысле произвольной степени *неклассичности* движения электронов) ее областью и пределом $\hbar = 0$ — классической электродинамикой [11]. Выдвижению и разработке концепции КрЭД предшествовала длительная (исходно мотивированная задачами исследования радиационных процессов в плазме с многозарядными ионами) совместная работа автора с В.И. Гервидсом и А.Б. Кукушкиным над теорией ТИ электронов в кулоновском и некулоновском потенциалах — квантовой, классической и полуклассической [12–14]. В свою очередь в русле концепции КрЭД были развиты соответствующие ("крамерсовские", т.е. включающие области сильно неупругих переходов) раз-

делы в теориях нестатического (так называемого поляризационного) ТИ [15, 16], радиационных каскадов [15, 17], *многофотонного* статического + поляризационного ТИ [18] и др.

2. Микроскопический механизм акта тормозного излучения

В основу нашего качественного анализа положим модель "вторжения" \hbar в логическую структуру классической электродинамики на примере тормозного излучения (ТИ) нерелятивистских электронов в поле ядра или положительного иона. Выбор модели уместен не только потому, что ТИ к 1900 г. было уже известно⁶, но и в силу его относительной простоты, и, как мы убедимся, некоего *резонансного* эффекта.

Исходным пунктом анализа является "электродинамическая великость (ЭДВ) \hbar ", а именно, $\hbar \gg e^2/c$ (e — заряд электрона, c — скорость света). Это, очевидно, приводит к неравенству $\hbar\omega \gg \Delta E(\rho_{\text{eff}}(\omega))$ ⁷, где $\Delta E(\rho)$ — классическое значение полной энергии ТИ, испускаемой электроном с прицельным параметром $\rho_{\text{eff}}(\omega)$, "ответственным" за испускание частоты ω (подробнее см. ниже). Это неравенство, очевидно, означает невозможность формирования в рамках классической электродинамики порции энергии масштаба $\hbar\omega$ в волновой зоне излучающего электрона путем классического (непрерывного) вытекания энергии электромагнитного поля, что неизбежно требует сильной обратной связи (энергообмена) между излучаемым полем и излучателем (и подавления излучательных каналов в сравнении с соответствующими безызлучательными) и означает *сильную флуктуативность* акта ТИ. Роль "константы сильной связи" здесь играет, как видим, $(\hbar c/e^2) \gg 1$.

Подобные соображения уже вблизи 1900 г. могли бы предвосхитить содержание "предстоявшего" в 1913 г. первого (более радикального из двух) постулата Бора. Действительно, реализация классического, "плавного" механизма излучения (будь то тормозное или атомное) требует, очевидно, выполнения неравенства $E_{\text{stat}} \gg \hbar\omega$, где E_{stat} — энергия "перед" волновой зоной ($r \approx \lambda$) излучающего диполя d в слое толщиной того же порядка λ , равная по порядку величины

$$\frac{E_{\text{near}}^2(\lambda)}{8\pi} 4\pi\lambda^2 \lambda \sim \frac{d^2}{\lambda^3} \quad (r \lesssim \lambda).$$

Вводя характеристики диполя — размер a , заряд q , скорость частицы v , имеем $d \approx qa$, $a\omega \approx v$, так что механизм излучения классичен при условии

$$\frac{q^2}{\hbar c} \left(\frac{v}{c}\right)^2 \gg 1,$$

которое может выполняться, скажем, для макроскопического излучателя. Для водородного же атома ($q = e$) имеем из "вириальных" соображений $mv^2 \sim e^2/a$, так что механизм излучения мог бы быть классическим

⁴ В порядке конкретизации общего утверждения в [5] "Квантовые представления, особенно понятие о фотонах, пробивали себе путь с исключительным трудом" упомяну ответ Хунда [2] на вопрос "Почему корпускулярно-волновой дуализм так поздно был распространен на вещество?" Он сводится к тому, что Эйнштейн, "слишком поглощенный теорией тяготения" не догадался обобщить (буквально в одну строку!) собственное соотношение $(E, \mathbf{p}) = \hbar(\omega, \mathbf{k})$ для фотонов на волны вещества, исходя из зависимости $E^2/c^2 - p^2 = m^2c^2$ для частиц.

⁵ К слову, именно в этом взаимодействии, согласно [2], "ядро затруднений" усматривали еще в 1909 году как сам Планк, так и Эйнштейн.

⁶ Равным образом, предполагая *кулоновость* центра притяжения, мы также не грешим против (тогдашней) истины, так как, не говоря уже об ионах, "некулоновской" модели атома Томсона *предшествовали* и другие, кулоновские модели Перрена, Нагаоки и Ленарда (см., например, Зоммерфельд [4], Т. 1).

⁷ Просто в силу релятивистской малости правой части в сравнении с левой, имеющей "атомный" порядок величины.

лишь при условии $\hbar a \ll e^4/mc^3$, которое заведомо не выполняется. (Проще всего в этом можно убедиться в атомных единицах $e = m = \hbar = 1$, $c = 137$.) Так что атом не излучает *классически* не из-за стационарности (возбужденного) состояния, а просто вследствие того, что он является слишком крупной и рыхлой системой, неспособной сообщить электрону такое ускорение e^2/ma^2 , которое было бы достаточно для "наработки" на каждом обороте вокруг ядра количества электромагнитной энергии порядка ее типичного значения $\hbar\omega \sim \hbar v/a$.

Аналогично, неравенство $\hbar \gg e^2/c$ могло явиться сильным наводящим соображением в пользу флуктуативности *спонтанного излучения*, а значит, и для исходной эйнштейновской (1916) аналогии между этим явлением и радиоактивностью.

Интересно отметить также, что немало лет спустя после 1913 г., уже почти на заре квантовой механики Вентцель [19] в своей полуклассической теории ТИ (послужившей, кстати, впоследствии одной из предвестниц теории кулоновского возбуждения ядер) без какого-либо учета ЭДВ \hbar просто вернулся к постулатам Бора, теперь уже для механизма ТИ. После создания квантовой механики (1925–1926 гг.) эти постулаты сохранили, разумеется, лишь исторический интерес. А величина $(e^2/\hbar c) \ll 1$ сохранила только свое "законное" место малого параметра теории возмущений в квантовой электродинамике. Мы сочли уместным выявить важную роль *обратной* ей величины $(\hbar c/e^2) \gg 1$ для осознания флуктуационного характера *полевого* аспекта излучения в микромире.

Подчеркнем, что выявленная выше (антиклассическая!) флуктуативность микроскопического механизма излучения уже в те далекие времена могла не сулить особых *наблюдаемых* эффектов по соображениям, связанным со *статистическим усреднением* возбуждений радиационных осцилляторов по их пуассоновскому распределению. И квантовая механика впоследствии строго подтвердила такого рода интуитивное ощущение: для предельного случая *чисто классического движения* электрона она дает для усредненной интенсивности излучения результат *классической* теории, из которого \hbar выпадает (см., например, [20])⁸.

Тем не менее поучительно проследить механизм *элементарного* акта ТИ, в котором проявляется "сильная связь" между его полевым и траекторным аспектами. Для этого обратимся к рис. 1, на котором изображены две предельные траектории электрона в кулоновском поле притяжения — прямолинейная и параболическая. Только при движении по второй из них электрон сильно ускоряется и потому может эффективно возбудить "высокочастотный" радиационный осциллятор ω , совершив тем самым акт ТИ. Воспользовавшись точным *чисто классическим* (и вместе с тем "*предквантовым*") соотношением для "кометного перигелия" (точки поворота параболы) r_0

$$\frac{\omega_{\text{rot}}(r_0)}{E_{\text{max}}^{\text{kin}}(r_0)} = \frac{2}{M}, \quad (1)$$

где M — угловой момент электрона, $\omega_{\text{rot}}(r_0)$ — угловая скорость его орбитального вращения вокруг центра поля

⁸ Впрочем, эффекты флуктуативности испускания фотонов имеют существенное значение в *синхротронном* излучении (см., например, [21]).

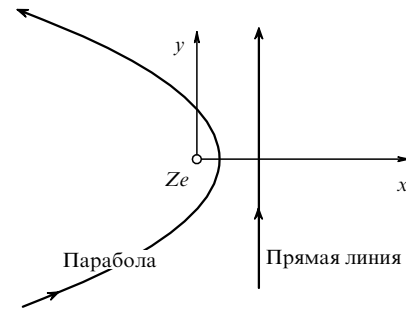


Рис. 1. Предельные случаи траекторий электронов в кулоновском поле притяжения. Квазипараболической части пролетов ($\rho \ll a = (Ze^2/mv^2)$) в спектре ТИ отвечает горизонтальная площадка. Квазипрямолинейной части пролетов ($\rho \gg a = (Ze^2/mv^2)$) в спектре ТИ отвечает логарифм.

в точке поворота r_0 (остальные обозначения очевидны):

$$\omega_{\text{rot}}(r_0) = \frac{M}{mr_0^2} = \frac{v_{\text{max}}}{r_0} = \sqrt{\frac{2(E + |U(r_0)|)}{mr_0^2}}, \quad (2)$$

и привлекая условие "грубого" резонанса⁹ между частотой излучения ω и угловой скоростью вращения $\omega_{\text{rot}}(t_0)$:

$$\omega_{\text{rot}} \sim \omega, \quad (3)$$

находим после умножения обеих сторон равенства (1) на \hbar :

$$\frac{\hbar\omega}{E_{\text{max}}^{\text{kin}}(r_0)} \sim \frac{\hbar}{M} \ll 1. \quad (4)$$

Это соотношение имеет наглядный смысл — электрон "поделится" с осциллятором поля лишь небольшой долей своей кинетической энергии; отдача в акте ТИ мала, т.е. траектория электрона приблизительно сохраняется.

3. Связь вращательной компоненты движения электрона со спектром ТИ.

Критерий квазиклассичности движения. Два класса классических спектров ТИ

Сказанное выше о выпадении \hbar из наблюдаемого (статистически усредненного) распределения частот ТИ от отдельной электронной траектории позволяет рассмотреть этот случай чисто классически и, соответственно, выявить границы применимости области существования резонанса типа (3), очевидно, не содержащего интеграла энергии E электронной траектории. (Эффект ВИЭ — "выключения" интеграла энергии.) Для этого воспользуемся еще одной точной формулой, на этот раз для случая кулоновского поля заряда Ze [6, 8, 9]¹⁰:

$$\omega_{\text{rot}}(r_0) = \frac{Z^2 me^4}{M^3} \left[1 + \sqrt{1 + \left(\frac{Mv}{Ze^2} \right)^2} \right]^2, \quad (5)$$

⁹ "Грубость" этого резонанса характеризуется, как оказывается [8], множителем ≈ 3 в правой части (3). Это имеет простой качественный смысл — парабола на своем "излучающем" участке занимает примерно 1/3 дуги окружности.

¹⁰ К сожалению, в [6, 9] данная формула содержит по одной (притом различной) опечатке.

где $v = \sqrt{2E/m}$ — скорость электрона на бесконечности, $M = mv\rho$ (ρ — прицельный параметр электрона).

Предел *параболы* (ВИЭ) реализуется в случае малости второго члена под корнем, т.е. при близких пролетах $\rho \ll (Ze^2/mv^2)$. С учетом (3) это отвечает области частот

$$\omega \gg \frac{mv^3}{Ze^2} \equiv \tilde{\omega}. \quad (6)$$

Наряду с этим классическим низкочастотным ограничением в области ВИЭ существует квантовое высокочастотное ограничение самой классической траектории движения электрона. Оно выражает, очевидно, относительную малость *энергии отдачи* электрона в акте ТИ (левая часть (4)) и с учетом (1) и (5) (как легко сообразить, при еще меньшей, чем при выводе формулы (6), роли поправки под корнем) принимает вид:

$$\omega \ll \frac{Z^2 me^4}{\hbar^3} \sim \omega_{\text{Bohr}}. \quad (7)$$

Возникший здесь "боровский" частотный масштаб ограничивает сверху *совокупный* спектр тормозного и фоторекомбинационного излучения водородоподобного атома — "тормозного излучения в широком смысле" [22]. Вместе с "частотой ВИЭ" $\tilde{\omega}$ (6) и частотой

$$\omega_{\text{max}} = \frac{E}{\hbar} = \frac{mv^2}{2\hbar}$$

— высокочастотной границей "собственно тормозного" спектра — частота (7) образует геометрическую прогрессию с положительными степенями знаменателя $Ze^2/\hbar v$. С классической траекторностью (предел $\hbar \rightarrow 0$), лежавшей в основе всего нашего анализа, совместимо только неравенство $Ze^2/\hbar v \gg 1$ и, следовательно, мы *вывели* попутно, притом "на уровне 1900 года", критерий *квазиклассичности движения* электрона в кулоновском поле, совпадающий с "будущим" (после 1925 г.) квантовомеханическим:

$$\frac{Ze^2}{\hbar v} \gg 1! \quad (8)$$

Выясним теперь вид спектра ТИ, создаваемого однородным пучком электронов, движущихся классически в кулоновском поле ядра Ze . Эта задача была решена лишь в 1923 г. Крамерсом [23], и было бы едва ли уместно столь далеко забегать вперед "из 1900 года". (Хотя нелишне отметить, что сам Крамерс в своем точном и довольно сложном фурье-анализе использовал "Хандбук" бесселевых функций вполне почтенной давности — 1904 года!) Мы удовлетворяемся *качественной* оценкой, основанной на порядковом равенстве (3). Действительно, в данном случае частотами *движения*, ответственными за ТИ "высоких" (на самом деле, как будет видно ниже, — "не слишком низких") частот ω , могут быть, очевидно, только угловые скорости вращения $\omega_{\text{rot}}(r_0)$ электронов на поворотных участках сильно искривленных, *квази-параболических* траекторий.

Классическое "эффективное излучение" пучка электронов равно $d\chi(\rho) = \Delta E(\rho) 2\pi\rho d\rho$, где $\Delta E(\rho)$ — полная энергия, излучаемая при пролете с прицельным параметром $\rho \ll Ze^2/mv^2$. Величина $\omega_{\text{rot}}(r_0)$ в этом случае однозначно связана с $\rho = M/mv$, так что $d\chi(\rho)$ преобразуется в $d\chi(\omega_{\text{rot}})$, а это распределение мы и отождествляем, в

силу (3), с искомым спектром ТИ $d\chi(\omega)$. (Последствия нестрогости этого отождествления не идут дальше неопределенности порядка единицы в численном коэффициенте).

Вводя, далее, v_{max} — скорость электрона в точке поворота r_0 , находим из законов сохранения энергии и момента:

$$\frac{mv^2}{2} = \frac{mv_{\text{max}}^2}{2} - \frac{Ze^2}{r_0}, \quad mv\rho = mv_{\text{max}}r_0. \quad (9)$$

Для рассматриваемой области $\rho \ll a \equiv Ze^2/mv^2$, $r_0 \cong \rho^2/2a \ll \rho$, $v_{\text{max}} \cong 2av/\rho \gg v$,

$$\omega_{\text{rot}} = \frac{v_{\text{max}}}{r_0} \sim 4\left(\frac{a}{\rho}\right)^3 \tilde{\omega} \gg \tilde{\omega},$$

где $\tilde{\omega} = mv^3/Ze^2$ [см. (6)]. Далее, по формуле для интенсивности дипольного излучения:

$$\Delta E(\rho) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{2e^2}{3c^3} w^2(t) dt \sim \frac{e^2}{c^3} (w^2)_{\text{max}} (\Delta t)_{\text{eff}}, \quad (10)$$

где $w_{\text{max}} = Ze^2/mr_0^2$ — максимальное ускорение электрона, $(\Delta t)_{\text{eff}} \sim r_0/v_{\text{max}}$ — эффективная длительность акта ТИ. С помощью этих соотношений легко находим:

$$d\chi(\rho) \propto \frac{d\rho}{\rho^4} \propto d\omega_{\text{rot}}, \quad (11)$$

т.е. распределение эффективного излучения по ω_{rot} , а тем самым и распределение его по ω (наблюдаемый спектр ТИ) однородны. Собирая все буквенные множители, получаем, по порядку величины, "крамерсовскую площадку" (рис. 2):

$$d\chi(\omega) \sim \frac{Z^2 e^6}{c^3 m^2 v^2} d\omega \quad \text{при} \quad \omega \gg \tilde{\omega} = \frac{mv^3}{Ze^2}. \quad (12)$$

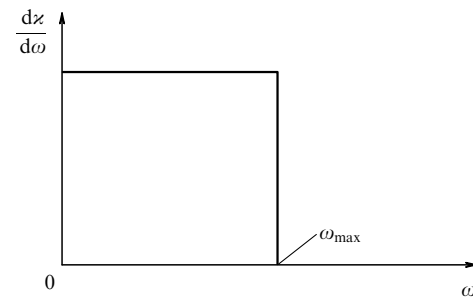
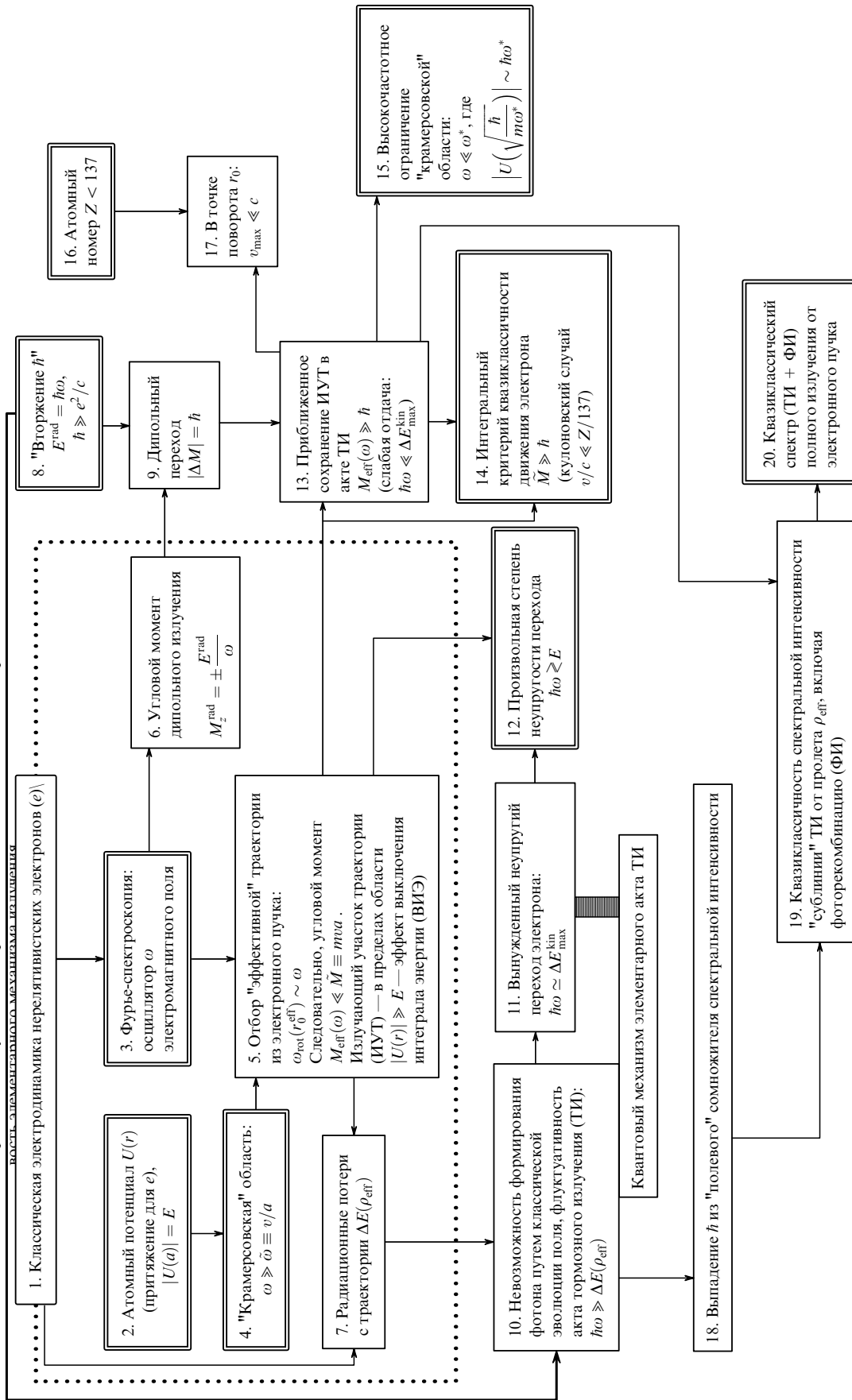


Рис. 2. "Крамерсовская площадка" — классический спектр ТИ, отвечающий параболическому пределу ($v = 0$).

Эта "площадка" описывает *преобладающую* часть классического спектра ТИ. Действительно, этот спектр простирается вплоть до $\omega = \omega_{\text{max}} = mv^2/2\hbar$, так что $\omega_{\text{max}}/\tilde{\omega} \sim (Ze^2/\hbar v) \gg 1$ (см. (8)).

Область "мягких" частот ($\omega \ll \tilde{\omega}$) спектра ТИ даже при выполнении условия (8) уже не описывается "площадкой" (12), а с уменьшением $Ze^2/\hbar v$ характерная для этой области форма спектра $d\chi(\omega)/d\omega$ (как мы увидим ниже, логарифмическая) постепенно распространяется на все большую часть его полной ширины. Оценим $d\chi(\omega)$ для малых ω . За излучение этих частот ответственные, очевидно, почти прямолинейные пролеты с $\rho \gg a$,

Таблица. Схема "прохождения" крамерсовской электродинамики (КрЭД) на примере поддержания классичности спектра тормозного излучения электронов в атомном потенциале несмотря на кванто-волновое элементарное взаимодействие



так что соответствующие ускорения электронов носят характер "всплесков" длительностью порядка ρ/v , в фурье-разложении которых представлены частоты от $\omega = 0$ до $\omega \sim v/\rho$ (бóльшие ω экспоненциально подавлены). Следовательно, вклад пролета с данным ρ в "эффективное излучение" представляет собой, грубо говоря, "спектральную линию" с прямолинейным профилем, несущую энергию порядка $\Delta E(\rho)[d\omega/(v/\rho)]$, так что полное $d\chi(\omega)$ равно

$$d\chi(\omega) \sim \frac{d\omega}{v} \int_{\rho_{\min}}^{\rho_{\max}(\omega)} \rho \Delta E(\rho) 2\pi \rho d\rho, \quad (13)$$

где, очевидно, $\rho_{\min} \sim a = Ze^2/mv^2$, $\rho_{\max} \sim v/\omega$ (это максимальное из значений ρ , вносящих вклад в ТИ частоты ω); вклад еще бóльших ρ отвечает *неполным* пролетам, для которых уже несправедливо конкретное выражение (10); хотя $\Delta E(\rho)$ имеет прежний общий вид (10), однако для рассматриваемых, квазипрямолинейных пролетов $r_0 \approx \rho$, $(\Delta t)_{\text{эф}} \sim \rho/v$.

Подставляя все это в (13) и деля результат на (12), находим искомое относительное превышение логарифмической интенсивности спектра над "горизонтальной" (так называемый гаунт-фактор $g(\omega)$):

$$g(\omega) \sim \ln \frac{\tilde{\omega}}{\omega}, \quad \text{при } \omega \ll \tilde{\omega} = \frac{mv^3}{Ze^2}, \quad \frac{Ze^2}{\hbar v} \gg 1. \quad (14)$$

Из изложенного ясно, что с ростом v , по мере уменьшения параметра $Ze^2/\hbar v$ от больших значений (8) до значений порядка единицы логарифмическая область спектра все более вытесняет "остаточную" площадку. Следовательно, по изменению формы *наблюдаемого спектра ТИ* с ростом v можно непосредственно проследить эволюцию такой интересной характеристики электронного пучка как степень классичности/неклассичности движения его частиц в кулоновском поле (это иллюстрация к эпиграфу из М.А. Леонтовича).

4. Основные результаты

1. Простыми аналитическими средствами классической физики образца "не позже 1900 года" (характеристики "кометного" перигелия плюс теория дипольного излучения, Герц 1889 г.) в сочетании с планковским квантованием энергии радиационного осциллятора (КЭРО) в работе проанализирована изначальная (1900 г.) предсказательная сила открытия мировой постоянной \hbar . продемонстрирована реальность Второго Шага — эффективного продолжения КЭРО путем включения его во "взаимопроникновение" (см. таблицу — схему "происхождения" КрЭД) с простейшим радиационным процессом — тормозным излучением (ТИ) пучка электронов, классически движущихся в кулоновском поле притяжения. Обращено внимание на "иницирующую" роль неравенства $\hbar \gg e^2/c$, как проявления "сильной связи" между полевым и траекторным аспектами процесса ТИ, приводящей к *флуктуативности* элементарного акта излучения, и прослежена роль этой связи в "отборе" из пучка (для реализации этого акта) *квазипараболических* траекторий, на которых электроны испытывают наибольшие ускорения и благодаря этому вступают своей поворотной угловой скоростью $\omega_{\text{rot}}(r_0)$ в *грубый резонанс* с частотой ω полевого осциллятора, что приводит к *максимальному "высвечиванию"* ТИ электронного пучка (рис. 2).

2. В связи с особой ролью квазипараболических траекторий проанализирован важный эффект *выключения интеграла энергии* (ВИЭ), практически не отмечаемый в литературе, но играющий ключевую роль при выяснении области применимости классической теории процесса ТИ. Дело в том, что для преобладающей области частот ТИ излучающий участок квазипараболической траектории практически не зависит от (асимптотического) значения E , а следовательно, пролегает в той области r , где электрон уже сильно ускорен в потенциале притяжения, т.е. на близких расстояниях от центра, $Ze^2/r \gg E$.

Эффект ВИЭ рассмотрен, в частности, в точном фурье-анализе в [11], с. 243, где довольно сложный аргумент функций Макдональда $K_{1/3}$ и $K_{2/3}$, отвечающих как раз параболическому пределу, просто-напросто не доведен до (в свете вышесказанного — обязательного!) выпадения E .

По той же причине ошибочен критерий $\hbar\omega \ll E$, практически общепринятый в литературе в качестве "условия классичности спектра тормозного излучения". Правильным критерием является $\hbar\omega \ll E_{\text{max}}^{\text{kin}}$ (см. (4) и (7)), и это, кстати, очевидно непосредственно из рис. 1. Своевременное (и очень давнее) осознание простых зависимостей, изложенных выше, могло бы предотвратить путаницу, сопутствующую изложению этого, в общем-то простого, вопроса.

3. Выше были выявлены два класса спектров ТИ — "плоский" и "логарифмический", отвечающие, соответственно, пределам параболической и квазипрямолинейной траекторий (рис. 1 взят из [24]). В книге Джексона [25], в целом очень ценной, целиком рассмотрен первый из этих классов (рис. 3).

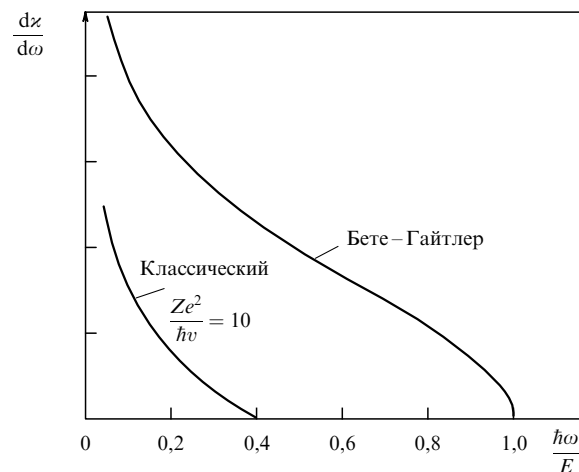


Рис. 3. Иллюстрация 15.3 из всех трех изданий книги Джексона [25], включая 1998 г. Правый, борновский (т.е. антиклассический) спектр ТИ — логарифмический, *верен*. Левый, якобы "классический", *ошибочен*, так как в нем фактически учтены только квазипрямолинейные пролеты, а квазипараболические пролеты (именно в классике преобладающие!) "потеряны".

4. В работе показано, что в анализе "образца 1900 года" могли быть предвосхищены (в полном соответствии с предстоявшей квантовой механикой) критерии квазиклассичности движения в кулоновском поле, притом не только интегральный $Ze^2/\hbar v \gg 1$, но и локальный $r \gg \hbar^2/Zme^2$, где r — радиальная координата (он полу-

чается из ВЧ-ограничения классичности очевидным "параболическим" сопоставлением $r_0 \rightarrow r$, $\omega_{\text{rot}}(r_0) \rightarrow \omega_{\text{Bohr}}$.

5. Рассмотренный в разделе 2 микроскопический механизм элементарного акта ТИ с участием поля и траектории — лишь один из примеров "дефеноменологизации" квантового описания, которой способствует учет эффекта ЭДВ \hbar и обусловленной им флуктуативности процессов излучения. Сюда же относятся упомянутые там примеры "дефеноменологизации" первого постулата Бора, а также "радиоактивной аналогии" Эйнштейна для спонтанного излучения. Еще один пример, рассмотренный в [8], аналитически демонстрирует приближенную взаимную эквивалентность "феноменологического" уравнения $\hbar\omega = E_1 - E_2$ (второй постулат Бора) и "микроскопического" соотношения $\hbar\omega \approx (E_{\text{max}}^{\text{kin}})_1 - (E_{\text{max}}^{\text{kin}})_2$, наглядно выражающего испускание кванта $\hbar\omega$ как результат (слабого) разрыва электронной траектории.

5. Заключение

Наш общий вывод состоит в том, что уже изначальная (1900 г.) предсказательная сила открытия постоянной Планка давала основу для корректного описания взаимодействия излучения с классическими частицами, позволяющую, во-первых, предотвратить (сохраняющуюся в литературе и поныне в силу недостаточной обзорности нередко громоздких точных аналитических результатов¹¹) ошибочную трактовку основных квантовых критериев указанного раздела теории и, во-вторых, с помощью еще и ЭДВ \hbar достичь (опять-таки для классических частиц) определенной "дефеноменологизации" квантового описания, т.е. наглядной микроскопической трактовки самого квантового акта излучения.

Другими словами, планковское КЭРО было не просто Первым Шагом квантовой теории, но с самого начала обладало значительным "аналитическим ресурсом" для предвосхищения существенной, квазиклассической доли этой теории.

Автор выражает глубокую благодарность В.Л. Гинзбургу за стимулирующую роль его статьи [5] и общую поддержку в написании данной статьи, А.Б. Кукушкину,

¹¹ Достаточно сказать, что предельный переход к классике ($\hbar \rightarrow 0$) в точной квантовомеханической теории ТИ Зоммерфельда [4] был впервые выполнен [26] лишь через 20 лет после создания самой теории, а в окончательной форме — еще позже [13].

Л.Б. Окуню и В.Д. Шафранову — за плодотворные дискуссии.

Список литературы

1. Нерознак В П, Сальников Н М *Вестник РАН* **68** 969 (1998)
2. Хунд Ф *История квантовой теории* (Киев: Наукова думка, 1980) [Hund F *Geschichte der Quantentheorie* (Zürich: Bibliographisches Institut AG, 1975)]
3. Jammer M *Conceptual Development of Quantum Mechanics* (New York: McGraw-Hill, 1966) [Джеммер М *Эволюция понятий квантовой механики* (М.: Наука, 1985)]
4. Зоммерфельд А *Строение атома и спектры* (М.: ГТТИ, 1956) [Sommerfeld A *Atombau und Spektrallinien* (Braunschweig: F. Vieweg. & Sohn, 1951)]
5. Гинзбург В Л *УФН* **140** 687 (1983)
6. Гервидс В И, Коган В И *Тормозное излучение электронов в статическом потенциале*. Обзор (М.: ЦНИИатоминформ-ИАЭ, 1988)
7. Kogan V I, Kukushkin A B, Lisitsa V S, in *Proc. XIX Int. Conf. Phen. Ioniz. Gases* Invited Papers (Belgrade, 1989) p. 254
8. Kogan V I, Kukushkin A B, Lisitsa V S *Phys. Rep.* **213** 1 (1992)
9. Gervids V I, Kogan V I, in *Polarization Bremsstrahlung* (Eds V N Tsytovich, I M Oiringel) (New York: Plenum Press, 1992) Ch. XIII
10. Берестецкий В Б, Лифшиц Е М, Питаевский Л П *Квантовая электродинамика* (М.: Наука, 1989)
11. Ландау Л Д, Лифшиц Е М *Теория поля* (М.: Наука, 1988)
12. Гервидс В И, Коган В И *Письма в ЖЭТФ* **22** 308 (1975)
13. Гервидс В И, Коган В И, Препринт ИАЭ-2720 (М.: ИАЭ им. Курчатова, 1976)
14. Коган В И, Кукушкин А Б *ЖЭТФ* **87** 1164 (1984)
15. Бурева Л А, Лисица В С *Возмущенный атом* (М.: Издат, 1997)
16. Кукушкин А Б, Лисица В С, в кн. *Поларизационное тормозное излучение частиц и атомов* (Под ред. В Н Цытовича, И М Ойрингеля) гл. XI (М.: Наука, 1987) [in *Polarization Bremsstrahlung* (Eds V N Tsytovich, Oiringel) (New York: Plenum Press, 1992) Ch. XI]
17. Кукушкин А Б, Лисица В С *ЖЭТФ* **88** 1570 (1985)
18. Астапенко В А, Кукушкин А Б *ЖЭТФ* **111** 419 (1997)
19. Wentzel G *Z. Phys.* **27** 257 (1924)
20. Коган В И, Галицкий В М *Сборник задач по квантовой механике* (М.: ГТТИ, 1956) [Kogan V I, Galitskiy V M *Problems in Quantum Mechanics* (Englewood Cliffs, N.J.: Prentice-Hall, 1963) p. 182
21. Соколов А А, Тернов И М *Релятивистский электрон* 2-е изд. (М.: Наука, 1983)
22. Brussaard P J, Van de Hulst *Rev. Mod. Phys.* **34** (1962)
23. Kramers H A *Philos. Mag.* **46** 836 (1923)
24. Шкаровский И, Бачинский М, Джонстон Т *Кинетика частиц плазмы* (М.: Атомиздат, 1969)
25. Джексон Дж *Классическая электродинамика* (М.: Мир, 1965) [Jackson J D *Classical Electrodynamics* 3rd ed. (New York: Wiley, 1999)]
26. Biedenharn L C *Phys. Rev.* **102** 262 (1956)

The discovery of the Planck constant: 'X-ray' analysis of the scientific situation (1900). Overlooked opportunities of choice of the Second Step (to the centenary of the First Step of quantum theory)

V I Kogan

Nuclear Fusion Institute, Russian Research Centre 'Kurchatov Institute'
pl. Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russian Federation
Tel. (7-095) 196-73 34

From the Editorial Board. The birth of quantum theory is inherently associated with the paper Max Planck (1958 – 1947) presented at the December 14, 1900 Physical Colloquium in Berlin. It is the purpose of the present UFN article to mark the centenary of this event.

PACS numbers: **01.65. +g, 03.65. –w**

Bibliography — 26 references

Received 21 November 2000