

№ 23  
АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ЖУРНАЛ  
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ  
И  
ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ  
ФИЗИКИ

Том 45

*(Отдельный оттиск)*

2

МОСКВА.1963

## ПЕРЕЗАРЯДКА ПРИ МАЛОМ ДЕФЕКТЕ РЕЗОНАНСА

Ю. Н. Демков

Получена общая формула для вероятности электронной перезарядки, когда изменение энергии электрона при переходе мало по сравнению с расстоянием до ближайших уровней в обеих атомных системах. Вывод формулы аналогичен выводу квантовых условий Бора в полуклассическом методе. Для частного случая аналогичный результат был получен ранее Зинером и Розеном. Уточняется смысл критерия Мессии, определяющего положение максимума эффективного сечения, и устанавливается осциллирующий характер дифференциального сечения, аналогичный случаю резонансной перезарядки. Полученные результаты применимы также к ряду других процессов, например к передаче возбуждения между  $s$ -состояниями при столкновении атомов или ионов.

### 1. Постановка задачи и качественное рассмотрение процесса

Рассмотрим задачу о перезарядке при столкновении атомов или ионов, т. е. процессы типа  $A + B^+ \rightarrow A^+ + B$ ,  $A + B^- \rightarrow A^- + B$  и т. п., когда скорости движения атомов много меньше скорости движения внешних электронов, а их кинетическая энергия много больше энергии электронов. Сечения перезарядки существенно зависят от дефекта резонанса — разности энергии электрона в начальном и конечном состояниях и резко возрастают при обращении этой разности в нуль (резонансная перезарядка [1,2]). Мы будем рассматривать здесь малые дефекты резонанса и исследуем переход от резонансного случая к нерезонансному.

Будем считать, что ядра движутся по классическим траекториям, и представим волновую функцию системы приближенно в виде

$$\Psi = a(t) \Psi_A + b(t) \Psi_B,$$

где  $\Psi_A$ ,  $\Psi_B$  — волновые функции электрона в интересующих нас состояниях около атомов  $A$  и  $B$ . В таком «двухуровневом» приближении мы получаем обычным способом систему уравнений для  $a$ ,  $b$ :

$$i\dot{a} = H_{11}\dot{a} + H_{12}b, \quad i\dot{b} = H_{21}a + H_{22}b, \quad (1)$$

где коэффициенты  $H_{ik}$  являются некоторыми функциями межъядерного расстояния  $R$ , которое в свою очередь зависит от времени. Искомые величины  $a(t)$  и  $b(t)$  определяют вероятности  $\omega_1 = |a|^2$  и  $\omega_2 = |b|^2$ , того, что электрон находится около атома  $A$  или атома  $B$ . Условие  $|a|^2 + |b|^2 = 1$  приводит к эрмитовости матрицы  $H_{ik}$ . Мы не будем рассматривать здесь вопросы, связанные с выводом системы (1), хотя тут и имеется некоторая неоднозначность, связанная с неортогональностью атомных функций  $\Psi_A$  и  $\Psi_B$  при конечных  $R$ .

Функции  $H_{11}(R)$  и  $H_{22}(R)$  стремятся при  $R \rightarrow \infty$  к постоянным значениям; следующие по малости члены в разложении  $H_{11}$ ,  $H_{22}$  определяются характером столкновения. Для самого простого случая — столкновения атома  $A$  с ионом  $B^+$  — имеем  $H_{11} = -I_A - \alpha_A/R^4 + \dots$ ,  $H_{22} = -I_B - \alpha_B/R^4 + \dots$ , где  $\alpha$  — поляризуемости, а  $I$  — потенциалы ионизации ато-

мов  $A$  и  $B$  в интересующих нас состояниях. Обменный член  $H_{12}$  выражается через интеграл, содержащий функции  $\Psi_A$  и  $\Psi_B$ , и, следовательно, экспоненциально убывает при  $R \rightarrow \infty$ , причем показатель экспоненты равен  $-\sqrt{2IR}$ , где  $I$  — меньший из потенциалов ионизации атомов  $A$  и  $B$ .

Если задать начальные условия  $|a(-\infty)|^2 = 1$ ,  $b(-\infty) = 0$  и проинтегрировать систему (1), то вероятность перезарядки определится значением  $w = |b(\infty)|^2$ .

Для каждого значения  $R$  можно составить некоторые линейные комбинации  $c_1\Psi_A + c_2\Psi_B$ , которые будут приближенно аппроксимировать молекулярные функции  $\Phi_A$  и  $\Phi_B$ , переходящие при  $R \rightarrow \infty$  в  $\Psi_A$  и  $\Psi_B$ . Коэффициенты  $c_1$  и  $c_2$  можно найти, решая систему

$$(H_{11} - \lambda)c_1 + H_{12}c_2 = 0, \quad H_{21}c_1 + (H_{22} - \lambda)c_2 = 0. \quad (2)$$

Легко убедиться, что характер решения существенно зависит от соотношения между величинами  $\Delta = H_{11} - H_{22}$  и  $H_{12}$ . Если  $|H_{12}|$  много меньше чем  $|\Delta|$ , то либо  $c_1 \approx 1$ ,  $c_2 \approx 0$ ,  $\lambda \approx H_{11}$ , либо  $c_2 \approx 1$ ,  $c_1 \approx 0$ ,  $\lambda \approx H_{22}$ . Если же  $|H_{12}| \gg |\Delta|$ , то  $\lambda \approx (H_{11} + H_{22})/2 \pm |H_{12}|$ ,  $c_1 \approx 1/\sqrt{2}$ ,  $c_2 \approx \mp 1/\sqrt{2}$  и положение аналогично случаю резонансной или симметричной перезарядки, когда молекулярные функции можно представить как симметричную и антисимметричную комбинации атомных функций. В этом случае  $\Delta = 0$ ,  $H_{12}$  — вещественно и уравнения (1) точно решаются [1,2].

Рассмотрим теперь случай, когда  $\Delta_\infty = (H_{11} - H_{22})_{R \rightarrow \infty}$  — малая величина и обменный интеграл  $H_{12}$  становится равным  $\Delta$ , при некотором значении  $R_0$ , которое заметно больше размеров атомов. В этой области обменный интеграл уже убывает экспоненциально, и, следовательно, интервал  $\delta R$ , в котором  $H_{12}$  и  $\Delta$  сравнимы по модулю, примерно равен  $(2I)^{-1/2}$ . В этом интервале происходит изменение характера молекулярных волновых функций от локализованных и близких к атомным  $\Psi_A, \Psi_B$  при  $R > R_0$ , к симметричным и антисимметричным комбинациям  $(\Psi_A \pm \Psi_B)/\sqrt{2}$  при  $R < R_0$ . Поэтому мы можем считать, что неадиабатические переходы происходят именно в этой области, а вне ее система развивается адиабатически. Если система будет проходить область  $\delta R$  за время  $\delta t$ , большое по сравнению с периодом колебаний с обменной частотой  $H_{12} \sim \Delta$ , т. е. если  $\Delta \delta t \gg 1$ , то вероятность перезарядки будет экспоненциально мала. В обратном случае, если  $\Delta \delta t \ll 1$ , изменение молекулярных функций будет носить внезапный характер, и нам нужно просто переразложить старую функцию  $\Psi_A$  по новым  $(\Psi_A \pm \Psi_B)/\sqrt{2}$ , т. е. мы придем к случаю симметричной перезарядки, и вероятность будет быстро меняться, колеблясь между нулем и единицей.

## 2. Вывод формулы для вероятности перехода

Для того чтобы получить количественные результаты, разобьем весь интервал  $-\infty < t < +\infty$  на пять частей:

1)  $R(t) > R_0$ , 2)  $R(t) \sim R_0$ , 3)  $R(t) < R_0$ , 4)  $R(t) \sim R_0$ , 5)  $R(t) > R_0$ . Очевидно, что движение симметрично во времени и решения в областях 1), 5) и 2), 4) имеют одинаковый характер. Будем считать, что в областях 1), 3) и 5) неадиабатических переходов не происходит и, следовательно, решение там может быть написано сразу. Решая задачу в областях 2) и 4), можно сшить волновые функции во всех областях и определить  $w$ .

Такое рассмотрение аналогично полуклассическому методу определения волновой функции и энергии частицы в одномерной потенциальной яме (или же коэффициента прохождения частицы через потенциальный барьер). Роль координаты здесь играет время, а области 2), 4) аналогичны точкам

поворота, в которых полуклассическое (адиабатическое) приближение несправедливо и требуется специальное рассмотрение. Так же как при рассмотрении точек поворота, мы можем аппроксимировать функции  $H_{ik}$  в областях 2) и 4) простыми функциями так, чтобы уравнения можно было решить точно. В данном случае естественно принять, что  $H_{11}$  и  $H_{22}$  в этих областях постоянны, а  $H_{12}$  убывает экспоненциально. Мы приходим к системе

$$i\dot{a} = \alpha a + \beta e^{\gamma t} b, \quad i\dot{b} = -\alpha b + \beta e^{\gamma t} a \quad (3)$$

(фазовым преобразованием легко добиться того, чтобы  $H_{11} + H_{22} = 0$ ).

Решение этих уравнений, имеющее правильный вид в области 1), т. е. удовлетворяющее условиям  $|a(-\infty)| = 1$ ,  $b(-\infty) = 0$ , имеет вид

$$a = \left(\frac{\pi\beta}{2\gamma} \operatorname{sech} \frac{\pi\alpha}{\gamma}\right)^{1/2} e^{\gamma t/2} J_{-1/2-i\alpha/\gamma}\left(\frac{\beta}{\gamma} e^{\gamma t}\right),$$

$$b = -i \left(\frac{\pi\beta}{2\gamma} \operatorname{sech} \frac{\pi\alpha}{\gamma}\right)^{1/2} e^{\gamma t/2} J_{1/2-i\alpha/\gamma}\left(\frac{\beta}{\gamma} e^{\gamma t}\right). \quad (4)$$

При больших положительных значениях аргумента функций Бесселя мы получаем асимптотические формулы, пригодные в области 3):

$$a \sim \left(\operatorname{sech} \frac{\pi\alpha}{\gamma}\right)^{1/2} \cos\left(\frac{\beta}{\gamma} e^{\gamma t} + i \frac{\pi\alpha}{2\gamma}\right), \quad b \sim -i \left(\operatorname{sech} \frac{\pi\alpha}{\gamma}\right)^{1/2} \sin\left(\frac{\beta}{\gamma} e^{\gamma t} + i \frac{\pi\alpha}{2\gamma}\right). \quad (5)$$

В области 3) также можно написать обычное адиабатическое решение, пренебрегая  $H_{11} - H_{22}$ :

$$a = A \cos\left(\int H_{12} dt + \varphi\right), \quad b = -iA \sin\left(\int H_{12} dt + \varphi\right). \quad (6)$$

Сравнение (5) и (6) позволяет выбрать правильную амплитуду  $A$  и фазу  $\varphi$ . Таким образом, имеем для области 3)

$$a = \left(\operatorname{sech} \frac{\pi\alpha}{\gamma}\right)^{1/2} \cos\left(\int_{-\infty}^t H_{12} dt + i \frac{\pi\alpha}{2\gamma}\right),$$

$$b = -i \left(\operatorname{sech} \frac{\pi\alpha}{\gamma}\right)^{1/2} \sin\left(\int_{-\infty}^t H_{12} dt + i \frac{\pi\alpha}{2\gamma}\right). \quad (7)$$

В области 4) надо решить систему уравнений

$$i\dot{a} = \alpha a + \beta e^{-\gamma t'} b, \quad i\dot{b} = -\alpha b + \beta e^{-\gamma t'} a, \quad (8)$$

где  $t'$  отличается от  $t$  началом отсчета. Далее, надо сшить полученное решение с решением (7) в области 3) и найти значение  $b$  при  $t \rightarrow \infty$ . Получаем

$$\omega = |b(\infty)|^2 = \operatorname{sech}^2 \frac{\pi\alpha}{\gamma} \sin^2 \int_{-\infty}^{+\infty} H_{12} dt. \quad (9)$$

Смысл параметров  $\alpha$  и  $\gamma$  очевиден:  $\alpha = \Delta/2$ ,  $\gamma t = \sqrt{2I}R$ . Разлагая правую часть последнего равенства в окрестности точки  $R_0$  в ряд по степеням  $t$  и ограничиваясь линейным членом, имеем

$$\gamma = \sqrt{2I} \left| \frac{dR}{dt} \right|_{R_0}. \quad (10)$$

Подставим выражения для  $\alpha$  и  $\gamma$  и перейдем к произвольным единицам. Получаем окончательно

$$\omega = \operatorname{sech}^2 \left( \frac{\pi \Delta}{2 \sqrt{2mI}} \left| \frac{dR}{dt} \right|_{R_0}^{-1} \right) \sin^2 \left( \frac{1}{h} \int_{-\infty}^{+\infty} H_{12} dt \right). \quad (11)$$

Оценим пределы применимости полученной формулы. Они следуют, прежде всего, из сделанного при выводе предположения, что разность  $\Delta = H_{11} - H_{22}$  остается примерно постоянной в той области, где  $H_{12}$  меняется экспоненциально от значений, заметно меньших, до значений, заметно больших этой разности. Экспоненциальный ход  $H_{12}$  начинается почти сразу за пределами атома, т. е. при  $R > a_0$ .

Оценим сначала величину критической области  $\delta R$ . Нам нужно, чтобы полученное в этой области 2) решение (4) можно было с достаточной степенью точности заменить в области 1) первым членом разложения в ряд функции Бесселя, а с другой стороны, — в области 3) — ее асимптотическим разложением. Несложные оценки показывают, что если не требовать большой точности (10—20%), то, например, для функции  $J_1$  эта область лежит в интервале 0,7 — 3,0, т. е. соответствует изменению аргумента не более чем в пять раз. Отсюда получаем для  $\delta R$  оценку  $1,5 \cdot (2I)^{-1/2}$ , т. е. величину, близкую к размерам атома<sup>1)</sup>. Следует отметить, что попытка уменьшить указанную погрешность приводит к довольно быстрому возрастанию  $\delta R$  и соответственно к ухудшению пределов применимости формул, так что практически, с учетом двукратного прохождения области  $\delta R$ , следует оценить точность формул в 30% (по сравнению с точным решением системы (1)).

Далее, область, в которой разность  $\Delta$  уже практически постоянна, можно оценить со стороны малых  $R$ , считая, что отклонения интегралов  $H_{11}$ ,  $H_{22}$  от констант определяются электростатическим взаимодействием электронных облаков и ядер и пренебрегая медленно меняющимися поляризационными членами (столкновения типа  $A^+ + B$ ). Это взаимодействие убывает гораздо быстрее, чем обменный член (как  $\exp(-2\sqrt{2I}R)$ ), и, следовательно, величина  $R_0$  может быть лишь немного — в два, два с половиной раза больше размеров сталкивающихся атомов, что соответствует дефекту резонанса в пять-шесть раз меньше потенциала ионизации.

Другое ограничение состоит в том, что мы приняли величину  $dR/dt$  постоянной в критической области  $\delta R$ . Степень справедливости этого предположения легко установить из геометрических соображений. При достаточно малом параметре удара  $\rho$  оно всегда выполняется. Хуже обстоит дело, когда  $\rho$  приближается к  $R_0$ , но тогда вероятность перезарядки крайне мала и не вносит существенного вклада в эффективное сечение.

Таким образом, эффективными малыми параметрами теории являются относительные изменения величин  $H_{11} - H_{12}$  и  $dR/dt$  в области  $\delta R$ .

Наконец, ограничением является само приближение двух уровней. Очевидно, что на самом деле нужно учитывать все процессы, которые могут идти с заметной вероятностью. Отсюда следует, что дефект резонанса  $\Delta_\infty$  должен быть по крайней мере в несколько раз меньше расстояния до ближайших уровней той же симметрии. Это условие перекрывает предыдущие и является, таким образом, основным для применимости данных формул.

Помимо этого остаются, конечно, обычные ограничения, связанные с классическим приближением для ядер (со стороны малых скоростей), передачей импульса электроном от одного атома к другому (при больших скоростях) и т. п.

<sup>1)</sup> Если учесть осцилляцию электронных функций внутри атома, то  $(2I)^{-1/2}$ , а следовательно, и  $\delta R$  может быть и меньше размеров атома.

### 3. Обсуждение

Полученная формула позволяет сделать следующие предварительные замечания.

1. При  $\Delta = 0$  она переходит в известную формулу для симметричной перезарядки. Та же формула получается при параметрах удара, меньше  $R_0$ , если параметр  $s = \pi\Delta/\sqrt{2mI}v$  мал. Тогда сечение определяется формулой  $\sigma = \pi R_1^2/2$ , где  $R_1$  — значение параметра удара, при котором  $h^{-1} \int H_{12} dt$  становится порядка единицы. Однако сечение не может превзойти величину  $\pi R_0^2/2$ , определяющую по порядку величины максимум сечения перезарядки.

2. При малых скоростях, когда сечение убывает со скоростью, грубая оценка приводит к асимптотической формуле, пригодной при  $s > 2$ :

$$\sigma \approx 4\pi R_0^2 s^{-1} e^{-s}. \quad (12)$$

Здесь мы заменили квадрат синуса на половину, а  $|dR/dt|_{R_0}$  определили из геометрических соображений. Сечение экспоненциально падает с уменьшением скорости. Таким образом, качественные соображения раздела 1 подтверждаются.

3. Характерный параметр  $s = \pi\Delta/\sqrt{2I}v$ , который определяет поведение сечения (12) при малых скоростях и (менее строго) определяет положение максимума сечения ( $s \sim 1$ ), совпадает с тем параметром, который используется в так называемом критерии Мессе [3, 4] для тех же целей:

$$\Delta_\infty l/hv = \Delta_\infty/pv \sim 1, \quad (13)$$

где  $l$  — некоторый параметр порядка размера атомов, а  $p$  — характерный импульс (переданный импульс [4]). Из сравнения видно, что при малых  $\Delta_\infty l$  — это радиус внешней электронной оболочки  $h(2mI)^{-1/2}$  (из-за степенных множителей  $l$  несколько меньше этого радиуса), а  $p$  — средний импульс наименее связанного электрона. Интересно, что в этом случае параметр  $s$  не содержит постоянной Планка и критерий Мессе по существу является классическим критерием.

4. При малых скоростях сечение хотя и мало, но вероятность перезарядки медленно убывает с возрастанием параметра удара, процесс происходит в основном при рассеянии на малые углы и мы имеем как бы «весьма прозрачную» мишень большого размера  $\sim \pi R_0^2$ . Наоборот, при больших скоростях, после максимума сечения, убывание происходит в основном за счет уменьшения эффективных размеров мишени, так же как для симметричной перезарядки.

5. Если учесть искривление траекторий и не усреднять квадрат синуса в формуле (11), то можно рассчитать осцилляции дифференциального эффективного сечения, подобные тем, которые были предсказаны [1, 2] и наблюдались [5] для симметричной перезарядки. В отличие от симметричной перезарядки вероятность колеблется между нулем и некоторой величиной, меньшей единицы. Наличие таких осцилляций является одним из самых характерных признаков данной теории, утверждающей, что неадиабатические переходы происходят лишь в сравнительно узком интервале, а вне этого интервала происходит интерференция молекулярных состояний. Наблюдающиеся в работе Зимба и др. [5] осцилляции эффективного сечения для многих нерезонансных процессов несомненно объясняются подобной интерференцией.

6. Если в области 3) при дальнейшем сближении атомов величины  $\Delta$  и  $H_{12}$  станут снова сравнимы по величине, то в формуле (11) надо заменить под

интегралом  $H_{12}$  на  $\sqrt{H_{12}^2 + \Delta^2}$ , т. е. в области 3) можно использовать истинные термы, поскольку там не происходит неадиабатических переходов.

7. Если истинные термы в области 3) снова сильно сближаются, то появляется новая неадиабатическая область, в которой надо пользоваться формулой Ландау — Зинера [6,7], и рассмотрение соответственно усложнится.

8. При выводе формулы Ландау — Зинера считается, что обменный интеграл  $H_{12}$  в неадиабатической области постоянен, а разность  $\Delta$  быстро меняется и зависит линейно от  $t$ . При выводе формулы (11), наоборот, считается, что  $\Delta$  постоянна, а быстро меняется  $H_{12}$  и, таким образом, рассматривается противоположный предельный случай.

9. Изменения величин  $H_{11}$ ,  $H_{22}$  при  $R > R_0$ , которые связаны с поляризацией, кулоновским взаимодействием и т. п., т. е. с необменными процессами, не влияют прямо на вероятность перезарядки. Они могут только изменить значение  $\Delta$ , которое надо вычислять не при  $R = \infty$  ( $\Delta_\infty$ ), а при  $R = R_0$ . Поэтому даже при точном «случайном» резонансе, когда для разных атомов  $H_{11} = H_{22}$  при  $R \rightarrow \infty$  величина  $\Delta$  будет отлична от нуля. Например, для процесса  $A + B^+ \rightarrow A^+ + B$  в этом случае  $\Delta$  будет определяться равенством

$$\Delta = |\alpha_A - \alpha_B|/R_0^4 = |H_{12}(R_0)|. \quad (14)$$

10. Может случиться, что  $\Delta$  возрастает настолько быстро, что равенство  $|\Delta| = |H_{12}|$  достигается при  $R_0$ , меньшем размеров атомов, или же вообще не достигается нигде. Тогда теория неприменима. Это особенно относится к случаю, когда столкновения не «зарядово-симметричны», например  $H + He^{++} \rightarrow H^+ + He^+ (2s, 2p)$ .

11. Формула неприменима при больших скоростях сталкивающихся частиц ( $v \gtrsim 1$ ), когда надо учитывать перенос импульса электроном и заменять функции  $\Psi$  на  $\Psi e^{i\mathbf{v}\cdot\mathbf{r}}$ , что приводит к уменьшению эффективного сечения.

12. Для случая, когда  $H_{12} = \beta \operatorname{sech} \gamma t$ , а  $H_{11} = -H_{22} = \alpha$ , система (1) была точно проинтегрирована Зинером и Розеном [8]. Легко убедиться, что формула (9) является в этом случае точным ответом. Достоинство приведенного здесь вывода в том, что делается минимальное число предположений об  $H_{ik}$  вне областей 2) и 4) и ясно видно, что переходы обусловлены лишь поведением функций в этих областях. Из рассмотрения модели Розена — Зинера эти выводы непосредственно не следуют.

13. Для того чтобы определить параметр  $R_0$ , нужно знать величину обменного интеграла  $H_{12}$  как функцию от  $R$  при  $R$  больших, чем размеры атомов. Иногда эту величину можно оценить (например, по энергии связи молекулярного иона  $AB^+$ ), иногда можно рассчитать, но, как правило, и расчеты и оценки могут дать лишь порядок величины, что соответствует определению  $R_0$  с точностью до величины порядка  $\delta R$ . Задавая  $R_0$  более точно, можно использовать его как подгоночный параметр, а быть может и как величину, позволяющую определить  $H_{12}$  из экспериментальных данных по перезарядке.

14. По ходу вывода нигде не делалось предположений об аналитичности  $H_{ik}(t)$  или  $H_{ik}(R)$ . Однако такое предположение на самом деле необходимо при рассмотрении асимптотического хода вероятности при  $v \rightarrow 0$ . Наличие разрывов  $H_{ik}(R)$  и их производных неизбежно приводит к степенной зависимости  $\omega$  от  $v$  при малых  $v$ . Чем более гладкими являются функции  $H_{ik}(R)$ , тем дальше в область малых  $v$  можно применять формулы типа (11) или Ландау — Зинера.

15. В заключение отметим, что система (1) и сделанные предположения об  $H_{ik}$  носят весьма общий характер и поэтому полученные результаты можно применять для самых разнообразных задач, когда осуществляется переход между двумя близкими энергетическими состояниями под действием плавного возмущения, зависящего от времени и убывающего экспоненциально при  $t \rightarrow \pm \infty$ . Примером могут служить передача возбуждения между  $s$ -состояниями атомов, опыты типа Штерна — Герлаха [8], переходы между уровнями тонкой и сверхтонкой структуры под действием нестационарных электромагнитных полей и т. п.

В дальнейшем предполагается провести детальный анализ экспериментальных данных по перезарядке при медленных столкновениях с точки зрения полученных результатов.

Ленинградский государственный  
университет

Поступила в редакцию  
4 января 1963 г.

#### Литература

- [1] О. Б. Фирсов. ЖЭТФ, 21, 1001, 1951.
- [2] Ю. Н. Демков. Уч. Зап. ЛГУ, 146, 74, 1952.
- [3] H. S. W. Massey. Rep. Progr. Phys., 12, 248, 1948.
- [4] Г. Ф. Друкарев. ЖЭТФ, 37, 847, 1959.
- [5] F. P. Ziemba, G. J. Lockwood, G. H. Morgan, E. Everhart. Phys. Rev., 118, 1552, 1960.
- [6] L. D. Landau. Sow. Phys., 2, 46, 1932.
- [7] C. Zener. Proc. Roy. Soc., A137, 696, 1932.
- [8] N. Rosen, C. Zener. Phys. Rev., 40, 502, 1932.

#### CHARGE EXCHANGE IN THE CASE OF A SMALL RESONANCE DEFECT

*Yu. N. Demkov*

A general formula for the probability of electron charge exchange is obtained for the case when the change of the electron energy is small compared with the distance from the closest levels in the two atomic systems. The deduction of the formula is analogous to that of the Bohr quantum conditions in the semi-classical method. For a special case a similar result has been obtained by Zener and Rosen. The significance of the Massey criterion which determines the position of the effective cross section peak is examined in greater detail and the oscillating nature of the differential cross section which is similar to that in the case of resonance charge exchange is established. The results can also be applied to a number of other processes such as excitation transfer between  $s$  states during the collisions between atoms or ions.